

Институт морской геологии и геофизики

Дальневосточного отделения Российской академии наук

На правах рукописи

КУЗНЕЦОВ КОНСТАНТИН ИГОРЕВИЧ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ
ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТИ КОНЕЧНОЙ ГЛУБИНЫ И ИХ
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Специальность 01.02.05 —

«Механика жидкости газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор

Куркин А.А.

Нижний Новгород – 2013

Содержание

Введение	5
1 Методы изучения волновых движений в жидкости конечной глубины	11
1.1 Введение	11
1.2 Уравнения идеальной жидкости. Полнонелинейная численная модель	11
1.2.1 Линейная теория	13
1.2.2 Монохроматическая волна	14
1.2.3 Связь придонного давления и смещения поверхности в линейной теории	17
1.3 Слабодисперсионная модель нелинейных морских волн в бассейне произвольной глубины	19
1.4 Натурные методы измерения ветровых волн с помощью датчиков давления . .	20
1.4.1 Измеритель волнения АРВ-К - переработать	21
1.4.2 Система регистрации волнения в режиме реального времени	28
1.5 Методы обработки результатов экспериментов	32
1.5.1 Проверка статистических гипотез	32
1.5.2 Спектральные характеристики случайных процессов - <i>переработать</i> .	34
1.6 Информационная система хранения и обработки данных	38
1.7 Заключение	43
2 Экспериментальное исследование волновых движений на поверхности и в толще жидкости	45
2.1 Введение	45
2.2 Натурные наблюдения	46
2.3 Определение колебаний уровня моря по данным пульсаций давления на дне .	49
2.4 Спектральные характеристики	58
2.4.1 Анализ данных полученных м.Свободный в 2011 году	58
2.4.2 Анализ данных полученных в районе п.Взорье	61
2.4.3 Анализ данных полученных в районе м.Острый	66

2.5	Статистические характеристики	72
2.5.1	Распределения высот волн	72
2.5.2	Период волн	78
2.5.3	Сравнительная оценка пространственного распределения статистических характеристик	80
2.6	Характеристики ветрового волнения	83
2.7	Аномально-большие волны	89
2.7.1	Соответствие с натурным экспериментом	89
2.8	Заключение	93
3	Численные эксперименты по моделированию нелинейных волновых движений и аномальных волн	94
3.1	Введение	94
3.2	Уравнения в конформных переменных с конечным дном	95
3.3	Исследование влияния нелинейных эффектов на связь поверхностных волн и придонного давления с использованием слабодисперсионной модели	98
3.3.1	Связь колебаний водной поверхности с вариациями давления	98
3.3.2	Примеры расчета поверхностных волн по вариациям донного давления для условий Охотского моря	100
3.3.3	Давление на дно, вызванное прохождением уединенной волны в прибрежной зоне	103
3.4	Исследование влияния нелинейности морских волн на характеристики вариаций придонного давления с помощью численных экспериментов	109
3.4.1	Расчет давления на глубине идеальной жидкости при использовании конформного отображения	109
3.4.2	Численные эксперименты	111
3.4.3	Сравнительный анализ придонного давления, рассчитанного с использованием линейной и полнонелинейной теории	113
3.4.4	Характеристики давления при сильнонелинейных процессах	116
3.5	Развитие и трансформация сильнонелинейного волнения в бассейне конечной глубины	123
3.6	Моделирование характеристик аномально больших волн.	127
3.6.1	Энергетические и геометрические характеристики	127

3.6.2 Пример распределения концентрации характеристик в момент образования волны-убийцы.	129
3.7 Заключение	133
Заключение	135
Список рисунков	141
Список таблиц	142
Литература	143
A Название первого приложения	148
B название второго приложения	149
B.1 Подраздел приложения	149

Введение

Обзор, введение в тему, обозначение места данной работы в мировых исследованиях и т.п.

Целью данной работы является получение оценок характеристик сильнонелинейного поверхностного волнения в жидкости конечной глубины с помощью экспериментальных и численного подходов, на примере волнения в Охотском море.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Оценить влияние нелинейности поверхностного волнения на характеристики давления на дне.
2. Получить явную приближенную формулу для одноточечной связи между вариациями придонного давления и смещения водной поверхности.
3. Выявить наиболее чувствительные к появлению аномально больших волн геометрические и энергетические характеристики индивидуальных волн.
4. Разработать и реализовать программные комплексы, в качестве инструментов для работы с полученными данными.
5. Экспериментально исследовать статистические и спектральные характеристики коротковолновых колебаний акваториях окраинных морей Дальнего Востока с использованием автономной сети метеографов.

Актуальность:

Актуальность изучения сильнонелинейных процессов в прибрежной зоне, в том числе аномально больших волн обусловлена в первую очередь непредвиденными опасностями, которую они могут представлять для прибрежной инфраструктуры. В связи с расширением разведки и добычи нефти и газа в шельфовой зоне океанов и морей большую важность приобрела информация об аномально больших значениях волн, поскольку буровые установки и платформы должны эксплуатироваться при любых погодных условиях включая экстремальные. Занижение расчетных значений волнения уменьшает безопасность сооружений, а завышение увеличивает их стоимость. Большой проблемой в этом смысле для шельфа о.Сахалин

является недостаточная достоверность расчетных высот волн, основанная на малом объеме наблюдаемых данных.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Представлены оценки влияния нелинейности волнения на характеристики давления на дне. Показано что линейная теория может недооценивать давление на дне более чем на 17%, во время сильнонелинейных процессов.
2. В рамках слабо-дисперсионной полно-нелинейной теории длинных волн и предположении о движении волны с постоянной скоростью получена явная приближенная формула для одноточечной связи между вариациями давления и смещения водной поверхности. Выполнены количественные расчеты восстановления параметров волны по показаниям донного датчика, характерным для Охотского моря.
3. Показано, что начиная с высот солитона, равных примерно половине глубины бассейна, пространственное распределение давления на дне становится двугорбым, и давление в центре волны уменьшается по сравнению с гидростатическим.
4. По результатам численного исследования полнонелинейных уравнений динамики идеальной несжимаемой жидкости выявлены наиболее чувствительные к появлению аномально-больших волн характеристики.
5. Впервые получены на основе проведенных долговременных натурных наблюдений статистические и спектральные оценки характеристик ветрового волнения и зыби на шельфе о.Сахалин. Представлены статистики появления аномально больших волн и эффекты концентрации геометрических характеристик таких волн в регионе.
6. Разработана и реализована информационная система для хранения и типовой обработки данных натурных наблюдений, также разработан и реализован программный комплекс спектрального и статистического анализа натурных данных синхронных измерений гидростатического давления.

Научная новизна: Проведенные натурные наблюдения и предложенная методика обработки и анализа данных наблюдений волнения, с помощью датчиков гидростатического давления, позволила впервые получить подробные оценки статистических и спектральных характеристик ветрового волнения и зыби на шельфе южной части о.Сахалин.

На основе продолжительных данных натурного наблюдения волнения впервые получены статистики появления аномально больших волн в данном регионе. С помощью проведения

серии вычислительных экспериментов показана характеристика наиболее чувствительная к появлению аномально больших волн.

Подробно проанализировано влияние эффектов нелинейности при регистрации донным датчиком давления сильнолинейных волновых процессов в бассейне конечной глубины с помощью численного решения полнолинейных уравнений идеальной жидкости, а также с помощью слабодисперсионной модели Железняка-Пелиновского. С помощью вычислительных экспериментов проанализирована крутизна обрушения волны Стокса для бассейнов различной глубины.

Научная и практическая значимость: Полученные в работе оценки влияния нелинейных эффектов показывают возможность изучения сильнолинейных процессов в прибрежной зоне, в том числе аномально больших волн с помощью датчиков донного давления. Важным практическим приложением данной работы является оценка статистических и спектральных характеристик ветрового волнения и зыби в прибрежной зоне южной части о. Сахалин, а также оценка статистических и геометрических характеристик аномально больших волн в этом регионе, которые могут быть использованы при разработке буровых, нефтегазовых платформ или иных сооружений прибрежной инфраструктуры.

Разработанные методики обработки натурных данных и программный комплекс внедрен и используется в ФГБУН «Специализированное конструкторское бюро средств автоматизации морских исследований ДВО РАН» и в ФГБУН «Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН» для хранения и типовой обработки данных натурных наблюдений волнения.

Степень достоверности: Достоверность полученных результатов при моделировании сильнолинейных волновых процессов обеспечивается применением строго обоснованных методов обработки и численных методов для решения уравнений. Полученные в работе результаты по влиянию эффектов нелинейности хорошо согласуются с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы: Основные результаты диссертации представлялись на международных и всероссийских конференциях, среди которых:

1. II Международная конференция «Геоинформатика: технологии, научные проекты». (Барнаул, 2010);
2. V Сахалинская молодежная научная школа «Природные катастрофы: изучение, мониторинг, прогноз» (Южно-Сахалинск, 2010);
3. XX Международная научно-практическая конференция по графическим информационным технологиям и системам «КОГРАФ-2010» (Нижний Новгород, 2010);

4. Генеральные Ассамблеи Европейского геофизического союза (Вена, Австрия, 2010 – 2012);
5. XVI – XVIII Международные научно-технические конференции «Информационные системы и технологии» (Нижний Новгород, 2010 – 2013);
6. IX – XI Международные молодежные научно-технические конференции «Будущее технической науки» (Нижний Новгород, 2010 – 2012);
7. XI Международная научно-методическая конференция «Информатика: проблемы, методология, технологии» (Воронеж, 2011);
8. XXII Всероссийская научно-практическая конференция по графическим информационным технологиям и системам «КОГРАФ-2012» (Нижний Новгород, 2012).

Результаты диссертации неоднократно докладывались на семинарах Института морской геологии и геофизики ДВО РАН, и Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева.

Личный вклад.

Соискателем:

1. Разработаны и апробированы методики обработки и анализа данных натурных наблюдений волнения, полученных с помощью датчиков гидростатического давления;
2. Проведены оценки влияния эффектов нелинейности с помощью численного решения полнонелинейных уравнений идеальной жидкости, а также с помощью слабодисперсионной модели Железняка-Пелиновского;
3. Получены подробные оценки статистических и спектральных характеристик ветрового волнения и зыби в прибрежной зоне южной части о.Сахалин. Отдельно получены статистики появления аномально больших волн в данном регионе;
4. По результатам вычислительных экспериментов определены характеристики наиболее чувствительные к появлению аномально больших волн;
5. Показаны эффекты концентрации геометрических характеристик при возникновении аномально больших волн на основе обширных данных натурных наблюдений;
6. Все представленные в диссертации данные натурных наблюдений волнения на шельфе о.Сахалин получены при непосредственном участии автора.

Публикации

Методика и результаты проведенных исследований полностью отражены в публикациях по теме диссертации. Всего по теме диссертации опубликовано 40 работ, из них:

- статьи в ведущих рецензируемых изданиях, рекомендованных ВАК – 6 (из них 2 находятся в печати);
- статьи в рецензируемых изданиях – 2;
- тезисы докладов и материалы конференций – 34.

Список публикаций, в которых изложены основные результаты работы В изданиях из перечня ВАК:

1. **Кузнецов К.И.**, Куркин А.А., Пелиновский Е.Н., Ковалев П.Д. Статистические характеристики ветрового волнения на юго-восточном побережье о. Сахалин по инструментальным измерениям 2006-2009 гг. // «Физика атмосферы и океана» (*принята к публикации, выйдет в июле 2014*).
2. **Кузнецов К.И.** , Куркин А.А. Информационная система хранения и обработки океанологических данных// "Вестник МГОУ"серия "Естественные науки"2010. № 2. С.101-105.
3. **Кузнецов К.И.**, Костенко И.С., Юдин А.В., Зарочинцев В.С. Восстановление профиля морской поверхности по записям датчиков придонного давления // «Датчики и системы» 2013 №2, с.22-27
4. В.И. Иволгин, Д.П. Ковалев, П.Д. Ковалев, **К.И. Кузнецов**. Регистрация ветрового волнения донным датчиком гидростатического давления// Вестн. Тамб. ун-та, Сер. Естеств. и техн. науки. - 2011. -Т. 16.- Вып. 5.-С. 1272-1276.
5. А.И. Зайцев, И.С. Костенко, **К.И. Кузнецов**, Р.В. Леоненков, А.Р. Гиниятулин, Ю.А Панфилова Организация инструментальных наблюдений поверхностных волн в охотском море // «Датчики и системы» 2013 №6. с.38-44.
6. **Кузнецов К.И.**, Пелиновский Е.Н., Куркин А.А., Зайцев А.И. Восстановление поверхностных волн по измерениям вариаций давления на морском дне // "Вестник МГОУ"серия "Естественные науки". 2013. № 3. (*принята к публикации, выйдет в октябре 2013 г.*).

7. **Кузнецов К.И.**, Зайцев А.И., Пелиновский Е.Н., Куркин А.А. Давление на дно, вызванное прохождением уединенной волны в прибрежной зоне // «Экологические системы и приборы». 2013 № 5 (*принята к публикации, выйдет в октябре 2013 г*)

в рецензируемых журналах:

8. Зайцев А.И., Малащенко А.Е., Костенко И.С., Пелиновский Е.Н., **Кузнецов К.И.** Регистрация волн-убийц в заливе Анива Охотского моря Труды Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева / НГТУ им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород, 2012. №1 (94). – 366 с., стр.33-41

9. А.И. Зайцев, И.С. Костенко, Р.В. Леоненков, **К.И. Кузнецов**, Гиниятуллин А.Р., Панфилова Ю.А. Организация натурных наблюдений поверхностного волнения в прибрежной зоне о. Сахалин // Труды Нижегородского государственного технического университета им. Р.Е. Алексеева / НГТУ им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород, 2012. №4 (97). – 366 с., стр. 59-68

а также в **34** тезисах докладов международных и всероссийских конференций.

Свидетельства о регистрации ПО:

1. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2011610808 «Информационная система хранения и обработки гидрологических данных» правообладатель: ГОУ ВПО НГТУ им. Р.Е. Алексеева авторы: Кузнецов К.И., Куркин А.А., выдан 18.01.2011

2. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ №2012614667 «Программный комплекс спектрального и статического анализа натурных данных синхронных измерений гидростатического давления» правообладатель: ГОУ ВПО НГТУ им. Р.Е. Алексеева авторы: Кузнецов К.И., Куркин А.А., выдан **12.06.2012**

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет XXX страница с XX рисунками и XX таблицами. Список литературы содержит XXX наименований.

Глава 1

Методы изучения волновых движений в жидкости конечной глубины

1.1 Введение

В данной главе будут показаны средства и методы изучения волнения:

1. Уравнения Эйлера в трехмерном и двумерном виде.
2. Линеаризация уравнения Эйлера и обезразмеривание.
3. Связь колебаний уровня моря с вариациями придонного давления
4. Методы хранения База данных
5. Методы Пересчета из придонного давления в обычное
6. Методы учета влияния нелинейности

1.2 Уравнения идеальной жидкости. Полнонелинейная численная модель

Опишем математическую модель движения жидкости, используя ряд упрощающих предположений во-первых будем считать жидкость сплошной и однородной средой. При этом будем описывать состояние жидкости, занимающей объем V , с помощью поля скоростей:

$$\vec{v}(x, y, z) = (u, v, w), (x, y, z) \in V,$$

Мы рассматриваем нестационарное течение жидкости, а значит поле скоростей будет зависеть от времени: $(u(x, y, z, t), v(x, y, z, t), w(x, y, z, t))$. Область, занимаемая жидкостью, также может зависеть от времени (в частности, в задачах со свободной поверхностью): $V = V(t)$.

Во-вторых будет рассматриваться жидкость при отсутствии вязкости. Известно, что вода имеет очень небольшой коэффициент вязкости: $\nu = 1,005 \cdot 10^{-3}$ Па·с¹, для сравнения глицерин имеет коэффициент вязкости $\nu = 4,22$ Па·с, см. [1]. Принятие коэффициента вязкости равным нулю приводит к существенному упрощению уравнений и граничных условий.

Так как в текущей работе изучаются поверхностные волны, то будем рассматривать тяжелую жидкость, находящуюся с однородном поле силы тяжести. Рассматриваемая жидкость будет обладать однородной плотностью ρ .

В-третьих будем считать жидкость несжимаемой. Тогда закон сохранения массы для любого объема движущейся жидкости в переменных Эйлера выражается формулой

$$\operatorname{div} \vec{v}(x, y, z, t) = u_x + v_y + w_z = 0, \quad x, y, z \in V(t). \quad (1.1)$$

Далее рассмотрим основные уравнения движения, которые в совокупности с условием неразрывности (1.1) описывают динамику идеальной несжимаемой жидкости. Данная система уравнений носит название системы уравнений Эйлера:

$$\begin{cases} u_t + uu_x + vu_y + wu_z + \frac{P_x}{\rho} = 0, \\ v_t + uv_x + vv_y + wv_z + \frac{P_y}{\rho} = 0, \\ w_t + uw_x + vw_y + ww_z + \frac{P_z}{\rho} = -g, \\ u_x + v_y + w_z = 0, \end{cases} \quad (x, y, z, t) \in V(t) \quad (1.2)$$

где g - ускорение свободного падения, скалярная функция $P(x, y, z, t)$ - давление, ρ - плотность. Система координат связана с невозмущенной океанической поверхностью, ось z направлена вертикально вверх.

Система уравнений Эйлера (1.2) должна быть дополнена граничными условиями на дне и на свободной поверхности. На дне это условие непротекания жидкости, которое означает что вертикальная скорость на дне равна нулю:

$$w|_{z=-h} = 0, \quad (1.3)$$

на свободной поверхности $z = \eta(x, y, t)$ это кинематическое условие:

$$\frac{d\eta}{dt}|_{z=\eta} = \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} \right)|_{z=\eta} = w, \quad (1.4)$$

¹ В Международной системе (СИ) единицей вязкости является паскаль-секунда: $1 \text{ Па} \cdot \text{с} = 1 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$

а также динамическое условие:

$$P|_{z=\eta} = P_{atm}, \quad (1.5)$$

При решении задач гидродинамики, рассматриваемых в океанологии, занимаемые жидкостью областью часто имеют огромные размеры, поэтому допустимо использовать периодические граничные условия.

Несмотря на то, что в систему (1.2) не входит производная по времени от давления, уравнения Эйлера являются эволюционной системой с выделенной переменной времени t .

Представленная система уравнений Эйлера (1.2) совместно с граничными условиями (1.3)–(1.5) позволяет достаточно полно описывать волны на воде [2]. Но также представляет собой очень сложную математическую задачу, как в плане доказательства теорем о существовании и единственности решений этой системы, так и с вычислительной точки зрения. В двумерном случае результаты о разрешимости уравнений Эйлера получены в работах [3,4]. В трехмерном случае до настоящего момента результатов о глобальной (по времени) разрешимости уравнения Эйлера неизвестно. Существование решений на достаточно малом временном интервале в трехмерном случае рассматривалось в работах [5,6].

1.2.1 Линейная теория

Сначала мы рассмотрим линейные волны, когда в уравнениях и граничных условиях пре-небрегают нелинейными членами и условия на свободной поверхности ($z = \eta$) сносят на невозмущенную поверхность ($z = 0$). При этом в давлении необходимо выделить гидростатический член в явном виде:

$$P = P_{atm} - \rho g z + P'(x, y, z, t). \quad (1.6)$$

Кроме того, будем считать, что в океане отсутствуют какие-либо течения. Тогда в линейном приближении исходная система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{cases} u_t + P'_x/\rho = 0, \\ v_t + P'_y/\rho = 0, \\ w_t + P'_z/\rho = 0, \\ u_x + v_y + w_z = 0; \end{cases} \quad (1.7)$$

и соответственно граничные условия:

$$\begin{cases} w|_{z=-h} = 0, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t}|_{z=0} = w, \\ P'|_{z=0} = \rho g \eta. \end{cases} \quad (1.8)$$

Из уравнений движения в системе (1.7) вытекает также, что ротор скорости равен нулю, т.е. волновое движение в отсутствие внешних течений всегда является потенциальным. Тогда если введем потенциал скорости с помощью выражений:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}; \quad (1.9)$$

то можем из уравнения неразрывности в системе уравнений (1.7) получаем, что введенный потенциал поля скоростей φ удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.10)$$

Граничные условия, представленные системой (1.8) при этом, а также с учетом уравнения Бернулли, принимают вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi}{\partial z}|_{z=-h} = 0, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t}|_{z=0} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \\ (\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g\eta)|_{z=0} = 0. \end{cases} \quad (1.11)$$

Также граничные условия на свободной границе ($z = 0$) можно переписать в следующем виде:

$$(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z})|_{z=0} = 0. \quad (1.12)$$

Таким образом можно составить замкнутую систему уравнений для определения потенциала скоростей φ :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z}|_{z=-h} = 0, \\ (\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z})|_{z=0} = 0. \end{cases} \quad (1.13)$$

1.2.2 Монохроматическая волна

Рассмотрим решения уравнений (1.7) и (1.8) соответствующие линейным свободным *бегущим или прогрессивным* волнам, распространяющимся вдоль оси x . Предположим что волновое поле двумерное, т.е. параллельные гребни волны движутся одинаково. Таким образом

используя декартовы координаты (x, z) мы рассматриваем поперечное сечение волновой формы перпендикулярно линии гребня с осью Z направленной вертикально вверх, и осью X ориентированной в направлении движения волны.

Тогда точное решение уравнений (1.7)-(1.8) будет иметь вид:

$$\begin{cases} u = \operatorname{Re}(U(z))\exp[i(\omega t - kx)], \\ w = \operatorname{Re}(W(z))\exp[i(\omega t - kx)], \\ p = \operatorname{Re}(\rho P(z))\exp[i(\omega t - kx)], \\ \eta = a_0 \exp(i\alpha)\exp[i(\omega t - kx)]. \end{cases} \quad (1.14)$$

Здесь ω – частота; k – волновое число; a_0 – амплитуда волны; α – её фаза; $U(z), W(z), P(z)$ – комплексные функции, описывающие вертикальное распределение волновых полей, их зависимость от глубины; Re – знак вещественной части получаемых выражений. Такая форма решения имеет место во всех случаях, когда исходные уравнения дополняются граничными условиями; такие задачи называются краевыми. Подставляя решение (1.14) в систему уравнений (1.7)-(1.8), можно найти связь между различными характеристиками:

$$U(z) = \frac{1}{ik} \frac{dW}{dz}; P(z) = \frac{\omega}{ik^2} \frac{dW}{dz}, \quad (1.15)$$

а для W получается краевая задача:

$$\frac{d^2W}{dz^2} - k^2W = 0; (W - \frac{\omega^2}{gk} \frac{dW}{dz})|_{z=0} = 0, W|_{z=-h} = 0. \quad (1.16)$$

Решение этой задачи находится в явном виде:

$$W(z) = A \exp(kz) + B \exp(-kz), \quad (1.17)$$

где константы A и B должны находиться из граничных условий. Подстановка (1.17) в граничные условия в (1.16) приводит к линейной однородной системе:

$$\begin{cases} A \exp(-kh) + B \exp(kh) = 0, \\ [1 - \omega^2/(gk)]A + [1 + \omega^2/(gk)]B = 0. \end{cases} \quad (1.18)$$

Решение (1.18) существует только если детерминант системы равен нулю, что приводит к следующему выражению:

$$\omega^2 = gk \operatorname{th}(kh). \quad (1.19)$$

Таким образом, частота волны и ее волновое число связаны между собой дисперсионными соотношением (1.19).

Учитывая это константы A и B также связаны между собой. Используя соотношение (1.8) можем окончательно записать полное описание свободных монохроматических волн:

$$\begin{cases} W(z) = i\omega a_0 \frac{\text{sh}[k(z+h)]}{\text{sh}(kh)} \exp(i\alpha); \\ U(z) = \omega a_0 \frac{\text{ch}[k(z+h)]}{\text{sh}(kh)} \exp(i\alpha); \\ P(z) = g a_0 \frac{\text{ch}[k(z+h)]}{\text{ch}(kh)} \exp(i\alpha); \end{cases} \quad (1.20)$$

Либо в действительной форме:

$$\begin{cases} \eta = a_0 \cos(\omega t - kx + \alpha); \\ w = -\omega a_0 \frac{\text{sh}[k(z+h)]}{\text{sh}[kh]} \sin(\omega t - kx + \alpha); \\ u = \omega a_0 \frac{\text{ch}[k(z+h)]}{\text{sh}[kh]} \cos(\omega t - kx + \alpha); \\ p = p_{atm} - \rho g z + \rho g a_0 \frac{\text{ch}[k(z+h)]}{\text{ch}[kh]} \cos(\omega t - kx + \alpha). \end{cases} \quad (1.21)$$

Волнограмма в фиксированной произвольной точке представляет собой синусоиду с периодом $T = 2\pi/\omega$. Максимальный размах колебаний называется высотой волны, и она, в данном случае, равна $2a_0$. Аналогичный вид имеет профиль свободной поверхности в фиксированный момент времени t . Расстояние между вершинами в пространстве называется длиной волны: $\lambda = 2\pi/k$. Длина волны и период не могут изменяться произвольным образом, они связаны между собой дисперсионным соотношением (1.19). Любая точка профиля волны перемещается в пространстве со скоростью $c_{\text{фаз}}$, называется фазовой скоростью волны, она определяется как:

$$c_{\text{фаз}} = \omega/k = \sqrt{(g/k) \text{th}(kh)}, \quad (1.22)$$

Поле скоростей частиц жидкости в толще воды и на ее поверхности определяется выражениями описанными в системе (1.21). На каждом фиксированном горизонте скорости частиц описываются выражениями типа монохроматической бегущей волны, причем горизонтальная скорость синфазна со смещением поверхности, следовательно максимальное значение модуля скорости на всех горизонтах достигается при прохождении гребня и ложбины. Вертикальная скорость сдвинута по фазе на $\pi/2$ от горизонтальной скорости, так что ее максимум приходится на участки с нулевым смещением поверхности. С глубиной скорости частиц (а следовательно и смещения частиц) убывают, причем характер убывания определяется параметром kh или h/λ ; с уменьшением длины волны волновые возмущения все менее проникают в глубь жидкости.

Волновые возмущения давления(поправка к гидростатическому давлению) повторяют возмущения горизонтальной скорости.

1.2.3 Связь придонного давления и смещения поверхности в линейной теории

Обзор почему это является проблемой и что с этим делать, обзор работ, затронуть Bishop Donelan, Turkey и программиста, [7]

Выше подробно рассмотрено распространение монохроматической волны в рамках линеаризованного уравнения Эйлера, обобщим полученные результаты на случай волнения с рядом приближений. Поверхностные волны могут быть аппроксимированы комбинацией линейных волн [Лонге-Хиггинс], различных по амплитудам a_i , волновым числам k_i , частотой ω_i , направлением θ_i и фазой α_i , тогда:

$$\eta(x, y, t) \approx \sum_i \eta_i(x, y, t) \approx \sum_i a_i \sin(k_i x \cos \theta_i + k_i y \sin \theta_i - \omega_i t + \alpha_i), \quad (1.23)$$

тогда полное давление (гидростатическое и гидродинамическое) в соответствии с (1.21) может быть выражено с помощью следующей суммы:

$$\begin{aligned} p(x, y, z, t) &\approx p_{atm} - \rho g z + \rho g \sum_i a_i \frac{\text{ch}[k_i(z+h)]}{\text{ch}[k_i h]} \sin(k_i x \cos \theta_i + k_i y \sin \theta_i - \omega_i t + \gamma_i) = \\ &= p_{atm} - \rho g z + \rho g \sum_i \frac{\text{ch}[k_i(z+h)]}{\text{ch}[k_i h]} \eta_i(x, y, t) = \end{aligned} \quad (1.24)$$

$$= p_{atm} - \rho g z + \rho g \sum_i R[k(\omega_i, h), z, h] \eta_i(x, y, t), \quad (1.25)$$

здесь $R[k(\omega_i, h), z, h] = R(\omega_i, z, h)$ - линейная передаточная функция. Зависимость волновых чисел k_i от ω_i получается из дисперсионного соотношения (1.19).

$$\omega_i^2 = k_i g \operatorname{th}(k_i h), \quad (1.26)$$

Аналитическое решение этого дисперсионного уравнения относительно k невозможно. Обычно оно решается итерациями. Но можно использовать два другие более простые способы [8] [9]:

Первый метод основан на замечании о том, что решение уравнения (1.19) относительно k имеет форму

$$k = k(\omega, h) = \frac{\omega^2}{g} f(\omega_h), \quad \omega_h = \sqrt{\frac{h}{g}} \omega, \quad (1.27)$$

здесь ω_h – безразмерная частота, $f(\omega_h)$ – некоторая функция которая зависит только от безразмерной частоты ω_h .

Подставляя (1.27) в (1.19) получим уравнение для f

$$f \tanh(\omega_h^2 f) = 1,$$

Это уравнение не может быть разрешено относительно f , но его можно решить относительно ω_h :

$$\omega_h = \sqrt{(1/f) \operatorname{arcth}(1/f)}.$$

Изменяя f в диапазоне от 1 до ∞ , можем рассчитать функцию $\omega_h = \omega_h(f)$, из которой обратную к ней функцию $f = f(\omega_h)$ можно получить естественным поворотом графика на 90° . Рассчитанная функция $f(\omega_h)$ обладает следующими свойствами:

- $f(\omega_h) \rightarrow \frac{1}{\omega_h}$ при $\omega_h \rightarrow 0$ (практически это происходит при $\omega_h \leq 0.4$ [9]),
- $f(\omega_h) \rightarrow 1$ при $\omega_h \rightarrow \infty$ (практически это происходит при $\omega_h \geq 1.62$ [9]).

Второй способ расчета зависимости $k(\omega, h)$, существенно более удобный для компьютерных вычислений показан в работе [10] и также достаточно широко применяется.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{gh_0G(\alpha)} + \frac{\omega^4}{g^2}, \quad (1.28)$$

$$G(\alpha) = 1 + 0.6522\alpha + 0.4622\alpha^2 + 0.0864\alpha^4 + 0.0675\alpha^5, \alpha = \frac{\omega^2 h_0}{g},$$

Представление функции $G(\alpha)$ в виде полинома было сделано Хантом [10] для всей области частот. В случае мелкой и глубокой воды «полиномное» дисперсионное соотношение совпадает с точным. В промежуточной зоне его точность составляет доли процентов. Именно поэтому оно стало широко использоваться в инженерной практике для нахождения волнового числа по заданной частоте волны.

Для синхронизации волны и данных о давлении, полученных с помощью измерений в начале системы координат, мы можем определить:

$$\eta(t) \approx \sum_i \eta_i(t) \approx \sum_i a_i \sin(-\omega_i t + \alpha_i) \approx \sum_i (A_i \sin \omega_i t + B_i \cos \omega_i t), \quad (1.29)$$

$$p(t) \approx p_{atm} - \rho g z + \rho g \sum_i R(\omega_i, z, h) \eta_i(t) \quad (1.30)$$

Тогда преобразование Фурье от функций смещения поверхности $\eta(t)$ и гидродинамического давления $p_{dyn}(t) = p(t) - p_{atm} + \rho g z$ может быть теоретически представимо [11] в виде:

$$S_{\eta\eta}(\omega_i) = \frac{A_i^2 + B_i^2}{2} T, \quad (1.31)$$

$$S_{pp}(\omega_i) = [\rho g R_p(\omega_i, z, h)]^2 \frac{A_i^2 + B_i^2}{2} T. \quad (1.32)$$

Таким образом, используя выражения (1.31) можно получить связь между спектрами вариаций давления в толще воды и поверхностными волнами:

$$\sqrt{\frac{S_{pp}(\omega_i)}{S_{\eta\eta}(\omega_i)}} = \rho g R_p(\omega_i, z, h) = \rho g \frac{\operatorname{ch}[k_i(z+h)]}{\operatorname{ch}[k_i h]}. \quad (1.33)$$

Расхождения между реальной передаточной функцией и функцией

1.3 Слабодисперсионная модель нелинейных морских волн в бассейне произвольной глубины

В настоящее время существует много разновидностей слабодисперсионных обобщений нелинейной теории мелкой воды, например, [12] [13] [14] [15]. Здесь мы воспользуемся так называемой системой уравнений Железняка – Пелиновского для волн в бассейне переменной глубины [16]

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \operatorname{div} [(h + \eta) \vec{u}] = 0, \quad (1.34)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} + g \nabla \eta = \vec{D} \{ \eta, \vec{u}, x \}, \quad (1.35)$$

где $\eta(x, y, t)$ – смещение водной поверхности, $\vec{u}(x, y, t)$ – двухкомпонентный вектор усредненной по глубине скорости течения, $h(x, y)$ – невозмущенная глубина бассейна, g – ускорение силы тяжести, и \vec{D} – функционал, определяющий влияние малой дисперсии

$$\vec{D} = \frac{1}{3(h + \eta)} \nabla \left[(h + \eta)^3 R + \frac{(h + \eta)^2}{2} Q \right] - \nabla h \left[\frac{h + \eta}{2} R + Q \right], \quad (1.36)$$

$$R = \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \vec{u} + (\vec{u} \nabla) \operatorname{div} \vec{u} - (\operatorname{div} \vec{u})^2, \quad (1.37)$$

$$Q = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \nabla h + (\vec{u} \nabla) (\vec{u} \nabla h). \quad (1.38)$$

Как уже отмечалось в [14], форма записи слабодисперсионных систем (3.19) – (3.20), точнее выражения для функционала \vec{D} , имеет важное значение при конструировании эффективных численных алгоритмов. Уравнения Железняка-Пелиновского более удобны для численной реализации, поскольку не содержат вторых производных по времени.

Запишем также выражение для поля давления на любой глубине в толще воды, получаемого в рамках данной модели [13] [16]

$$p = p_{atm} + \rho g(\eta - z) + \frac{\rho}{2} [z^2 + 2h(z - \eta) - \eta^2] R - \rho(\eta - z)Q, \quad (1.39)$$

где ρ – плотность воды, вертикальная координата z направлена вверх. Два последних слагаемых в (3.24) описывают влияние нелинейной дисперсии на поле давления. В случае бассейна постоянной глубины последнее слагаемое в (3.24) отсутствует.

Приведем здесь выражение для давления на дне, которое обычно и измеряется большинством донных регистраторов

$$p = p_{atm} + \rho g(\eta + h) - \frac{\rho}{2} [h^2 + 2h\eta + \eta^2] R - \rho(\eta + h)Q. \quad (1.40)$$

Удобно измерять давление в терминах эффективного смещения ξ :

$$\xi = \eta - \frac{1}{2g} [h^2 + 2h\eta + \eta^2] R - \frac{1}{g}(\eta + h)Q, \quad (1.41)$$

так что

$$p(x, y, z = -h, t) = p_{atm} + \rho gh + \rho g\xi(x, y, t). \quad (1.42)$$

Эти уравнения являются исходными для решения задачи о восстановлении колебаний свободной поверхности по данным регистраторов давления.

1.4 Натурные методы измерения ветровых волн с помощью датчиков давления

В настоящем разделе будут рассмотрены основные аппаратные средства регистрации и методы обработки опасных морских явлений, в том числе аномально больших волн.

1.4.1 Измеритель волнения АРВ-К - переработать

При проведении натурных наблюдений в качестве основного измерителя волнения был выбран прибор разработки ООО СКТБ "Элпа в основу которого положен принцип измерения пульсаций давления, индуцируемых поверхностным волнением в толще моря.

Автономный донный регистратор гидростатического давления выполнен в корпусе из нержавеющей стали и имеет цилиндрическую форму. На рис. 1.1 представлена принципиальная конструкция датчика. В качестве первичных преобразователей физических величин используются кварцевые резонаторы. Такой выбор неслучаен: пьезорезонансные элементы имеют малую температурную зависимость и высокую точность. Сигнал с автогенератора, к которому подключены первичные преобразователи, подается на вход регистратора. Структурная схема этого регистратора представлена на рис. 1.2.

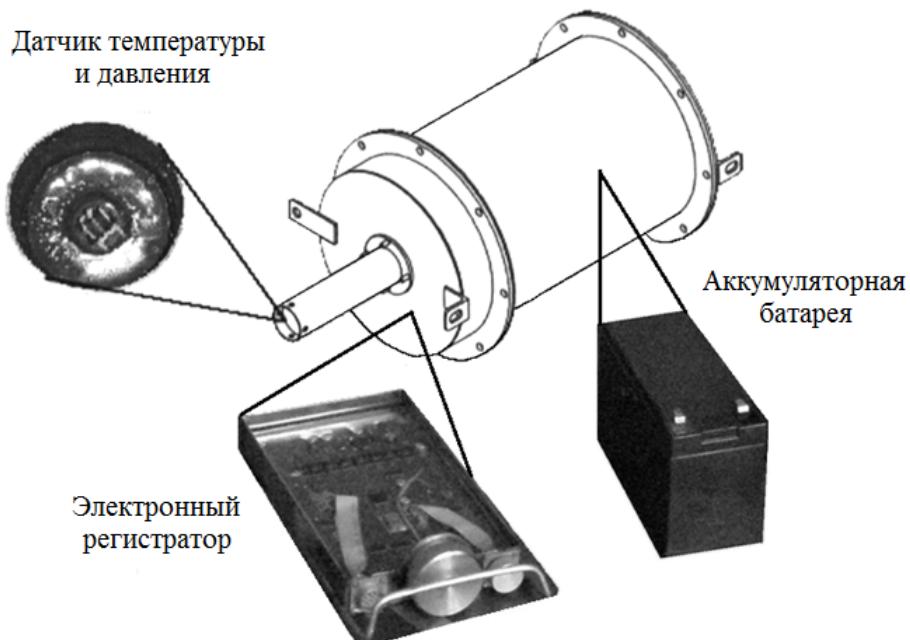


Рисунок 1.1: Конструкция автономного регистратора придонного давления АРВ-К

Съем частоты с автогенератора производится посредством счетчика–таймера микроконтроллера. Сохранение данных на регистраторе производится на полупроводниковую энергонезависимую память. Значения частоты автогенератора записываются в энергонезависимую память вместе с показаниями системных часов, которые синхронизируются на всех датчиках непосредственно перед постановкой. Полный объем памяти на регистраторе – 64 Мб, чего вполне достаточно для непрерывной регистрации гидростатического давления в течение 6 месяцев. В конструкции этого регистратора используются элементы питания Delta (12 В). Емкость батарей питания такова, что при текущем энергопотреблении регистратора возмож-

но наращивание как емкости памяти, так и расширение функциональности путем добавления первичных преобразователей других физических величин.

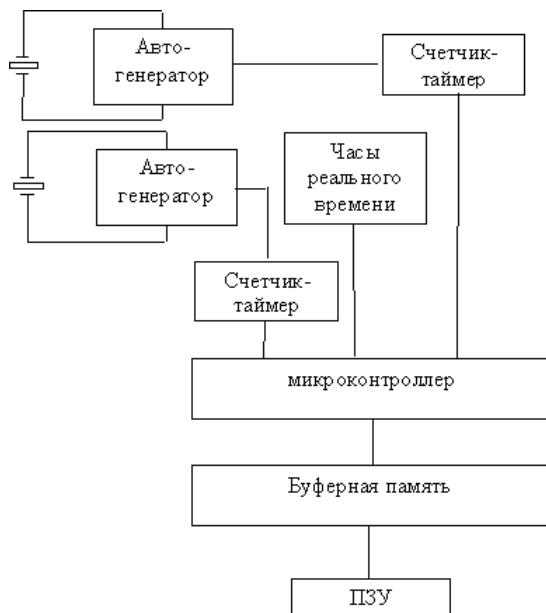


Рисунок 1.2: Структурная схема регистратора датчика придонного давления и температуры APB-K

Данный прибор применяется для проведения натурных наблюдений волнения уже в течение 6 лет и зарекомендовал себя как надежный инструмент. Прибор обладает большим сроком автономной работы (6 мес.), относительно высокой частотой дискретизации (1 Гц) и небольшой относительной погрешностью давления (0.06%), все основные характеристики различных моделей автономного регистратора волнения представлены в табл. 2.1.

Таблица 1.1: Основные электрические характеристики и условия эксплуатации автономных регистраторов придонного гидростатического давления и температуры

Параметры	APB-K10	APB-K11	APB-K12	Единицы измерения
Диапазон рабочих температур		-4 ... +40		°C
Точность по давлению	0.06	0.04	0.04	% верхнего предела измерения
Точность по температуре		±0.3;±0.1;±0.5		°C
продолжение следует				

(продолжение)

Параметры	APB-K10	APB-K11	APB-K12	Единицы измерения
Разрешающая способность по давлению (уровню)		±0.0003 или ±0.2		% верхнего предела измерений или мм.водн.ст.
Разрешающая способность по температуре		±0.005		°C
Максимальная частота дискретизации по каналу давления			1Гц	
Максимальная частота дискретизации по каналу температуры			0.1Гц	
Габаритные размеры	Ø310 × 633	Ø310 × 512	Ø310 × 416	мм
Масса без источника питания (не более)	21	16.5	7	кг
<i>продолжение следует</i>				

(продолжение)

Параметры	APB-K10	APB-K11	APB-K12	Единицы измерения
Время автономной работы с рекомендуемым источником питания, при максимальной частоте дискретизации	240	180	180	суток

Для передачи данных с датчиков на персональный компьютер используется последовательный интерфейс RS-232. Полученные данные подвергаются первичной обработке – преобразованию девиации частоты автогенератора в значения температуры воды и давления.

Более подробно принципы действия подобного средства измерения подробно изложен в [17].

Способ постановки

Существует несколько вариантов конструктивного исполнения измерителей волнения в зависимости от способа постановки и использования. В литературе [18] выделяют два основных типа, разделенных по признаку положение плавучести станции относительно поверхности океана - поверхностные и притопленные. Положение несущего буя во многом определяет динамические свойства и живучесть измерителя волнения.

Как поверхностным, так и притопленным измерителям присущи свои достоинства и недостатки. Преимущество поверхностных измерителей перед притопленными состоит в возможности проведения измерений гидрофизических параметров во всей водной толще океана от поверхности до придонного слоя.

Главное достоинство поверхностных буйковых станций при установке донных измерителей уровня это сравнительно точная установка приборов в заданном районе и простота поиска и подъема аппаратуры, а также возможность размещения метеостанции на поверхностном буе т.е. непосредственно в точке измерения параметров волнения.

Наиболее существенным недостатком поверхностных измерителей волнения является ухудшение качества измерений из-за вертикальных колебаний и горизонтальных движений

буя (под действием внешних сил – ветра, волнения и течения), передаваемых через буйреп всей буйковой системе и, как следствие, донному регистратору волнения при сильном шторме. Для уменьшения шумового воздействия буйковой станции на донный прибор его закрепляют не непосредственно к якорю измерителя, а к отдельной раме или второму якорю и соединяют с основным тросом или цепью.

При многократных штормах возможен отрыв поверхностного буя и потеря приборов. Еще надо учитывать, что постановка приборов с поверхностным буем на длительный срок в покрываемых льдом морях, которые в основном и окружают Россию, невозможна. Однако в сравнительно спокойных местах – бухтах, гаванях на срок в несколько летних месяцев такая постановка приборов вполне оправдана. Схема постановки автономного измерителя волнения с поверхностным буем, используемая в ИМГиГ приведена на рис. 1.3.

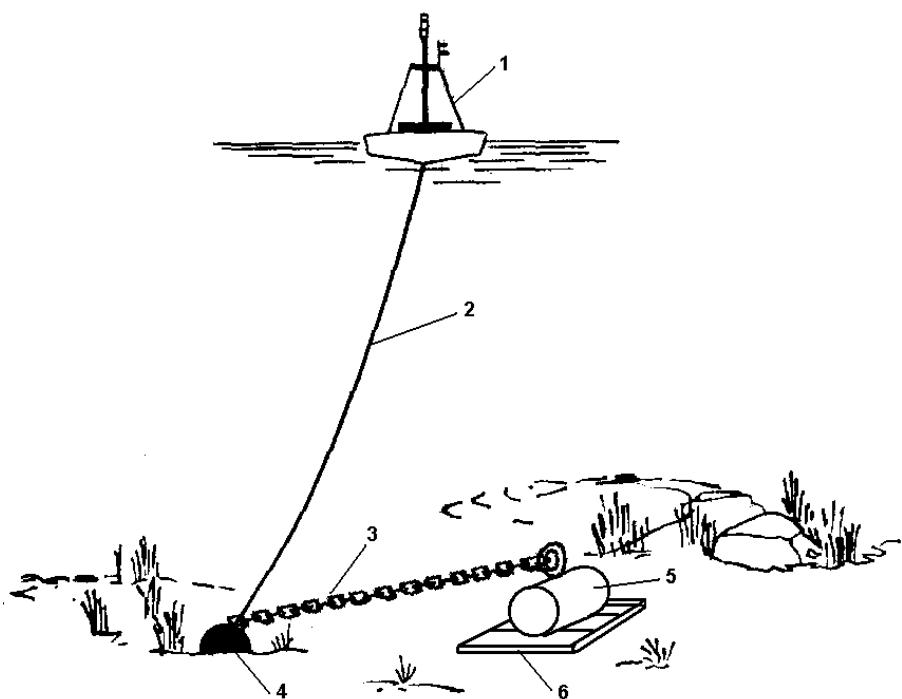


Рисунок 1.3: Схема постановки автономного регистратора волнения с использованием поверхностной буйковой станции. 1 – поверхностный буй, 2 – буйреп, 3 – цепь, 4 – якорь, 5 – АРВ, 6 – рама.

На рис. 1.4 приведен внешний вид закрепленного на якоре автономного регистратора волнения для схемы постановки с использованием поверхностной буйковой станции, которые использовались при проведении мониторинга колебаний поверхности моря на Шельфе о.Сахалин.



Рисунок 1.4: Внешний вид закрепленного на якоре буйковой станции прибора АРВ-К12 с привязанным буйрепом.

Для притопленного измерителя волнения характерно наличие гидроакустического или с таймером размыкателя троса, обеспечивающего отсоединение якорей и всплытие притопленной станции на поверхность по окончании измерений. Размыкатель троса нередко устанавливают на поверхностных измерителей, что облегчает их подъем. Для предотвращения перекручивания и повреждения буйрепа вследствие вращательных движений измерителя волнения между буем и верхним концом буйрепа, а также между якорной системой и нижним концом буйрепа устанавливают вертлюги.

Главное преимущество притопленных измерителей заключается в том, что они обеспечивают более низкий уровень помех для измерений и лучшее качество получаемой информации, так как они не подвержены непосредственному воздействию ветра и поверхностных волн. По этой же причине притопленные измерители волнения обладают более высокой, чем поверхностные станции, надежностью. Притопленные измерители волнения используются в ИМГиГ ДВО РАН для проведения длительных наблюдений за колебаниями уровня моря в прибрежной зоне с помощью автономных регистраторов волнения. Схема такой постановки приведена на рис. 1.5.

Одним из наиболее существенных недостатков подповерхностных БС является сложность поиска аппаратуры, закрепленной на якоре таких буев. Проблема решается просто при использовании акустических размыкателей, но их цена достигает стоимости самой измеритель-

ной аппаратуры и поэтому в мелководной шельфовой зоне нами использовались варианты постановок с оттяжками - (донными) перемычками из плавучего полипропиленового каната, за которые затем вытравливали аппаратуру.

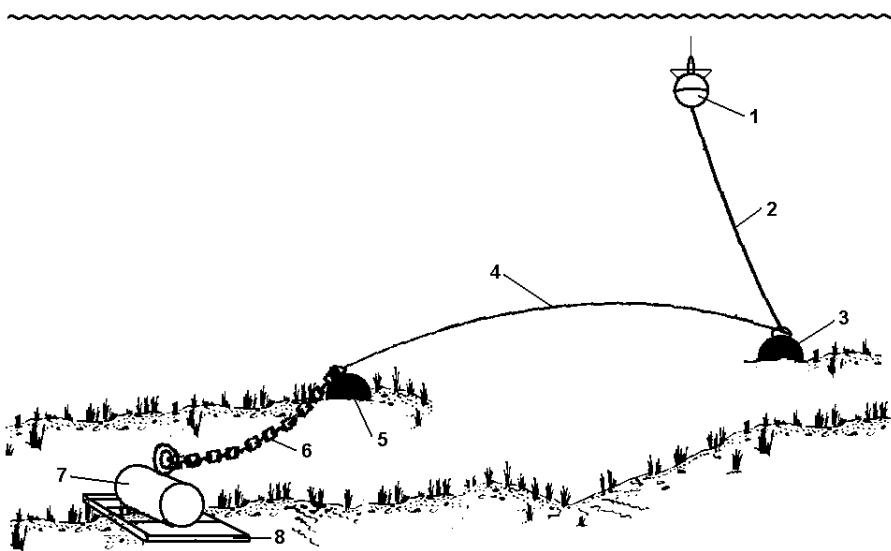


Рисунок 1.5: Схема постановки автономного регистратора волнения с ис-пользованием притопленной буйковой станции с двумя якорями. 1 – притопленный буй; 2 – буйреп; 3,5 -- якоря; 4 -- плавучий полипропиленовый канат (донная перемычка); 6 – цепь; 7 – АРВ; 8 – рама.

Кроме того, притопленный измеритель волнения исключает возможность измерения метеорологических элементов над поверхностью океана, и улучшение качества измерений путем заглубления плавучести измерителя волнения под поверхность океана обходится ценой потери данных в наиболее динамичном верхнем слое океана и в приводном слое атмосферы.

Другим недостатком притопленных измерителей волнения является невозможность установки приборов на заданные горизонты, что очень важно изучения внутренних волн и совместного анализа данных на различных горизонтах. Связано это с тем, что имеется большие неточности при определении заглубления буя, которое в значительной мере зависит от рельефа дна. Вследствие этого заглубление несущего буя и горизонты погружения приборов оказывается смещенным относительно заданных на величину отклонения фактической глубины места постановки измерителя волнения от расчетной, в то время как для поверхностных АБ отклонение фактической глубины постановки от расчетной отражается лишь на величине притравки буйрепа, а не горизонтах погружения приборов, так как несущий буй всегда находится на поверхности океана. По данным работы [19] на американских подповерхностных станциях отклонения от требуемых горизонтов иногда превышали 100 м.

Еще одним весьма существенным недостатком подповерхностных измерителей волнения является изменение величин заглубления притопленного несущего буя, что особенно при зна-
копеременных приливных течениях приводит к вертикальным перемещениям приборов. При
этом возможен значительный горизонтальный снос приборов и осложняется их поиск [18].

1.4.2 Система регистрации волнения в режиме реального времени

Использование автономного прибора АРВ-К является удобным, так как установка и об-
служивание являются достаточно нетрудоемкими. Установка прибора на дне моря продолжи-
тельностью 6 месяцев исключает передачу данных в режиме реального времени. СКБ САМИ
ДВО РАН с 2010 года ведёт работы по передаче данных в режиме реального времени на
сервер СКБ САМИ с последующей автоматической обработкой. В качестве полигона исполь-
зуется мыс Свободный. К настоящему времени выполнены работы по установке веб-камеры,
которая в режиме реального времени также передаёт данные на сервер www.skbsami.ru. В
2011 году были проведены испытания прибора, позволяющего организовать регистрацию из-
мерений и передачу данных [20]. При организации наблюдений морского волнения в режиме
реального времени на м. Свободный три основные проблемы:

1. непостоянный источник электроэнергии, с высокой вероятностью перебоев в течение
нескольких часов;
2. нестабильная связь с местом натурных наблюдений, вызванная нестабильным и слабым
сигнал сотовой станции;
3. надежное подключение датчиков к береговому комплексу.

Предложенная разработка позволяет решить эти проблемы, с помощью относительно недо-
рогих и, как показала практика, эффективных методов. На рис. 1.6 представлена принципи-
альная схема программно-аппаратного комплекса регистрации волнения в режиме реального
времени.

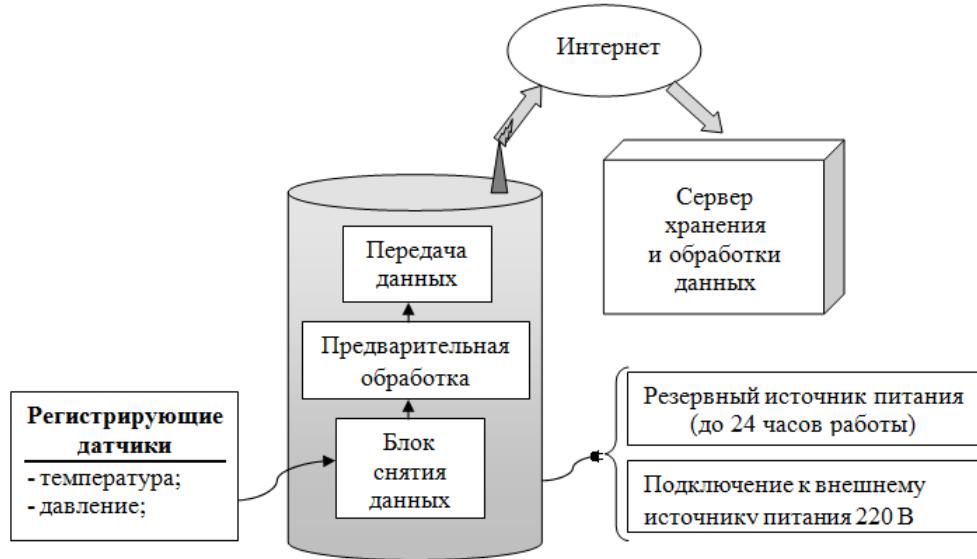


Рисунок 1.6: Принципиальная схема программно-аппаратного комплекса регистрации волнения в режиме реального времени

В основе комплекса удаленного мониторинга морского волнения лежит персональный компьютер, выполненный в форм-факторе нетбука, с низкой потребляемой мощностью и достаточно большим временем автономной работы (15 часов). К нему подключается дополнительная аккумуляторная батарея, позволяющая существенно продлить срок автономной работы комплекса. К персональному компьютеру также подключен блок снятия данных, обеспечивающий взаимодействие с регистрирующими датчиками, и блок передачи данных, который обеспечивает связь с сервером хранения и обработки данных. При этом на персональном компьютере осуществляется преобразование отсчетов подключенных датчиков в физические величины, а также сжатие данных в пакеты удобные для передачи на сервер. Подробнее про сервер хранения и обработки данных будет рассказано в разделе 1.6.

Для организации связи комплекса с сервером мониторинга, необходим стабильный интернет-канал, т.к. свободный обладает слабым покрытием сотовой связью. Поэтому для увеличения стабильности сигнала была применена направленная антenna, ориентированная в сторону сотовой вышки, а также промышленный модем, обеспечивающий стабильный прием сигнала сотовой станции. Как выяснилось в процессе работы с ними, модем обладает существенно большей стоимостью по сравнению с бытовыми GPRS-адаптерами, но в нем отсутствует недостаток, выявленный при работе с бытовыми адаптерами. Бытовые GPRS-модемы, комплексно реализуемые сотовыми компаниями, не держат постоянного подключения к интернету более полутора суток. Для установления соединения после подобного разрыва требуется не просто его включение-выключение, а снятие напряжения с USB порта, что вызывает

большие трудности. Промышленные же модемы гарантируют постоянное соединение в течение долгого времени.

Схема блока регистрации, предварительной обработки и передачи данных приведена на рис. 1.7

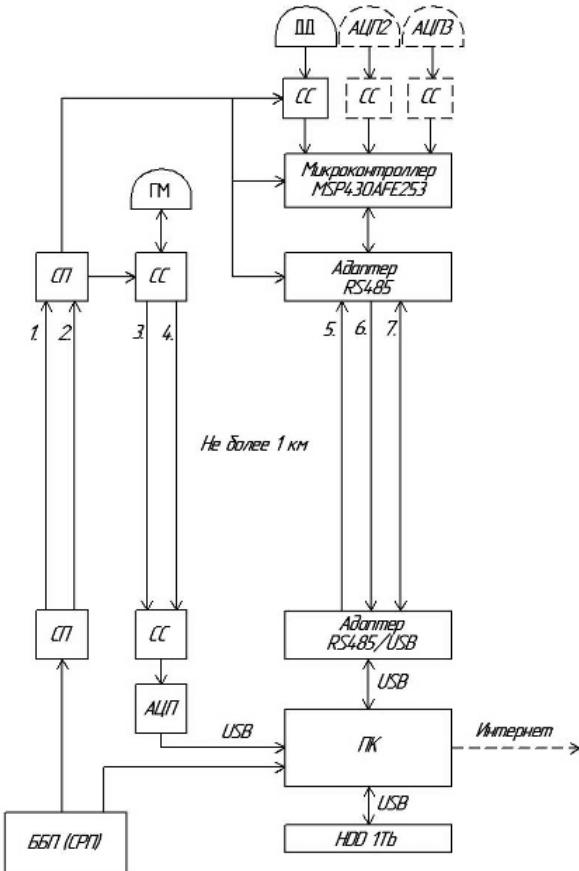


Рисунок 1.7: Схема блока регистрации, предварительной обработки и передачи данных

Опишем подробнее каждый из элементов, представленных на рис. ??.

1. ДД – датчик давления (опрос с периодичностью 5 – 10 Гц на выбор);
2. АЦП2, АЦП3 – возможность подключить еще аналоговые датчики с такой же периодичностью опроса;
3. СС-схема согласования;
4. MSP430AFE253 – микроконтроллер с 3 канальным 24 битным сигма-дельта АЦП с дифференциальными входами;
5. ГМ – гидрофонный модуль;
6. СП – схема питания;

7. ББП – блок бесперебойного питания;
8. СРП – схема резервного питания;
9. АЦП – аналога цифровой преобразователь;
10. ПК – персональный компьютер;
11. HDD – жесткий диск на 1 терабайт (при частоте дискретизации записи с ГМ 50к его хватит приблизительно на 117 дней);
12. Интернет – возможен как спутниковый канал передачи данных, так и сотовый.

Датчик давления подключается к комплексу посредством соединения схемой согласования с микроконтроллером MSP430AFE253, который обеспечивает предварительную обработку аналогового сигнала с датчика давления, кроме того еще позволяет дополнительно подключать другие аналоговые датчики, такие как датчики температуры, солености, электропроводности и т.д.

Данный микроконтроллер зарекомендовал себя, как надёжное устройство, он обеспечивает длительную работу устройств в портативных применениях за счет гибкой системы энергосбережения, позволяя динамически переключаться между пятью уровнями производительности, снижая энергопотребление приложения в те моменты, когда оно не активно и возвращаться снова в активный режим со скоростью менее 1мкс. В активном режиме микроконтроллер потребляет 220 мА на 1 МГц, в спящем режиме 0,5 мА на 1 МГц при напряжении питания 2,2 В. Еще одной важной отличительной особенностью этого микроконтроллера является наличие модуля SD24-A, содержащего три независимых 24-битных сигма-дельта АЦП и генератор опорного напряжения. Каждый АЦП содержит три мультиплексированных дифференциальных входа. Один из входов используется для подключения внешних источников сигнала, два других канала каждого АЦП подключены к терморезистору для оценки температуры микроконтроллера и делителю напряжения питания. Аналого-цифровые преобразователи модуля SD24-A построены на базе сигма-дельта модулятора второго порядка и цифровых децимирующих фильтров. Коэффициент децимации может принимать значения до 1024. В случае необходимости, дополнительная децимация может быть реализована программно. В зависимости от выбранного коэффициента децимации, разрядность результата преобразования составляет от 15 до 30 бит. По умолчанию установлен коэффициент децимации 256, что обеспечивает 24-битный результат на выходе цифрового фильтра. Встроенный опорный генератор АЦП выдает напряжение 1,2 В. Этот сигнал может быть выведен на вывод VREF микроконтроллера. На

этот же самый вывод подается опорное напряжение при использовании внешнего генератора. Несколько аналого-цифровых преобразователей могут быть синхронизированы между собой для осуществления одновременного захвата внешних сигналов. Каждый из преобразователей содержит встроенный усилитель с цифровым управлением и коэффициентом усиления до 32. Также микроконтроллер содержит 16-битный аппаратный умножитель, сторожевой таймер, способный работать в режиме интервального таймера, 16-битный таймер общего применения с тремя регистрами захвата сравнения и универсальный последовательный интерфейс USART, конфигурируемый как UART, либо SPI.

Данный контроллер посредством адаптеров RS485/USB подключается к персональному компьютеру, где происходит предварительная обработка отсчетов, посылаемых микроконтроллером. В соответствие с этими алгоритмами обработки, был разработан и отложен специализированный программный комплекс, реализованный на Delphi со вставками ассемблерного кода.

Разработанная архитектура позволяет проводить регистрацию волнения, температуры и других параметров моря в режиме реального времени, в условиях крайне нестабильного энергопитания и плохого покрытия сотовой связью. В дальнейшем предполагается развертывание и поддерживание непрерывной работы разработанной системы.

1.5 Методы обработки результатов экспериментов

При обработке результатов экспериментальных наблюдений и численного моделирования в настоящей работе использовался спектральный анализ, а также статистический анализ. Рассмотрим подробнее наиболее используемые в диссертации инструменты статистического и спектрального анализа.

1.5.1 Проверка статистических гипотез

Статистическая гипотеза представляет собой некоторое предположение о законе распределения случайной величины или о параметрах этого закона, формулируемое на основе выборки [21–23]. Гипотезы, в основе которых лежит допущение о конкретном виде закона распределения, называют параметрическими, в противном случае – непараметрическими. Гипотезу, утверждающую, что различие между сравниваемыми характеристиками отсутствует, а наблюдаемые отклонения объясняются лишь случайными колебаниями в выборках, на основании которых производится сравнение, называют нулевой (основной) гипотезой и обозначают H_0 .

При этом если требуется проверить, согласуется ли множество выборочных значений с заданной гипотезой H_0 , то мы рассматриваем распределение выборки и вычисляем некоторую подходящую меру $D \geq 0$ отклонения этого распределения от гипотетического распределения. По выборочному распределению величины D мы определяем критическое значение D_0 , такое, что если гипотеза H_0 верна, то $P(D > D_0) = \alpha$, где α – заранее заданный уровень значимости. Если в конкретном случае мы обнаружим отклонение $D > D_0$, то гипотеза H_0 отвергается, в то время как появление значения $D \leq D_0$ считается совместимым с гипотезой H_0 , которая тогда принимается.

Приняв это правило, мы с вероятностью, равной α , можем отвергнуть в действительности справедливую гипотезу H_0 , поскольку α можно выбрать сколь угодно малой. Для избежания таких ситуаций необходимо очень внимательно относиться к выбирамому уровню значимости α и мере отклонения D или подходящему критерию.

В зависимости от сущности проверяемой гипотезы и используемых мер расхождения оценки характеристики от ее теоретического значения применяют различные критерии. К числу наиболее часто применяемых критериев для проверки гипотез о законах распределения относят критерии χ^2 Пирсона, Колмогорова, Мизеса, Вилкоксона, о значениях параметров – критерии Фишера, Стьюдента.

При объеме выборки $n > 40$ для проверки гипотезы о законе распределения используют критерий χ^2 (критерий Пирсона, критерий согласия). Он применяется для группированных данных (как при построении гистограммы), когда в каждом интервале находится не менее 5 измерений (иначе интервал называется малонаселенным). Если число измерений в интервале оказывается меньше 5, тогда он объединяется с соседним.

Если рассматривать частоту i -го интервала как случайную величину, то n_i – число появлений «успеха» в независимых испытаниях, где под «успехом» понимается попадание случайной величины X в i -й интервал. Таким образом, вероятность «успеха» равна P_i , а случайная величина X имеет биномиальное распределение с параметрами n и P_i .

Рассмотрим статистику χ^2 – функцию от случайных величин $n_1, n_2, n_3, \dots, n_k$, определяемую формулой

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - nP_i)^2}{nP_i}, \quad (1.43)$$

где n_i – число данных в i -м интервале ($i = 1, n$), P_i – теоретическая вероятность попадания случайной величины X в i -й интервал, n – объем выборки, k – число интервалов.

Можно показать, что, если закон распределения генеральной совокупности X подобран правильно, то с ростом n случайную величину X можно считать распределенной по распре-

делению χ^2_ν с числом степеней свободы $\nu = k - r - 1$; r — числом параметров проверяемого закона распределения, вычисленных по выборке. Следует обратить внимание на то, что число степеней свободы — это число независимых слагаемых в сумме (1.43), т.е. общее число слагаемых минус число наложенных уравнений связь. В общем случае по выборке оценивают r параметров.

Еще одно уравнение связи вполне очевидно: сумма всех вероятностей P_i равна 1 или некоторому числу меньшему 1 (но известному). Так в случае наиболее часто рассматриваемого в диссертации распределения Вэйбулла (1.44) $r = 2$, так как по выборке оцениваются два параметра распределения.

$$F(X) = 1 - \exp[-b(X)^p] \quad (1.44)$$

Итак критерий согласия χ^2 имеет вид

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^k \frac{(n_i - nP_i)^2}{nP_i} \leq \chi^2_\nu, \quad (1.45)$$

Вычисленное по формуле (1.45) значение сравнивается с табличным (критическим) при выбранном одностороннем уровне значимости α . Если $\chi^2 \leq \chi^2_\nu$, то гипотеза H_0 в виде распределения не отвергается, в противном случае она отвергается, и строится новая гипотеза — предполагается другой закон распределения.

При этом стоит отметить что статистика χ^2 лишь приближенно имеет распределение χ^2_ν (при справедливой нулевой гипотезе), причем для этого необходим не только большой объем выборки n , но и достаточно большое число интервалов r . В случае когда эти значения n и r недостаточно большие критерий (1.45) обладает повышенной вероятностью ошибки первого рода (признать неверной проверяемую нулевую гипотезу, когда она верна).

1.5.2 Спектральные характеристики случайных процессов - *переработать*

Каждая отдельно взятая реализация случайного процесса представляет собой детерминированную функцию, и к ней можно применить преобразование Фурье. При этом различные реализации будут, естественно, иметь различные спектры. Нас же интересуют статистически усредненные характеристики случайных процессов. Попытаемся найти среднее значение спектральной плотности случайного процесса (горизонтальной чертой здесь и далее обозначается операция статистического усреднения по ансамблю реализаций):

$$\overline{S_x(\omega)} = \overline{\int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt} = \int_{-\infty}^{\infty} \overline{x(t)}e^{-j\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} m_x(t)e^{-j\omega t} dt. \quad (1.46)$$

Усредненная спектральная плотность случайного процесса представляет собой спектр его детерминированной составляющей (математического ожидания). Для центрированных процессов $m_x(t) = 0$ и $\overline{S_x(\omega)} = 0$. Таким образом, усредненное значение спектральной плотности не несет никакой информации о флюктуационной, то есть собственно случайной, составляющей случайного процесса. Это говорит о том, что фазы спектральных составляющих в различных реализациях процесса случайны и независимы.

Можно, однако, рассмотреть спектральную плотность мощности случайного процесса, поскольку мощность не зависит от соотношения фаз спектральных составляющих.

Рассмотрим центрированный случайный процесс и выделим из его ансамбля какую-либо реализацию $x(t)$, ограничив ее длительность конечным интервалом времени $[-T/2; T/2]$. Применив затем к этой реализации прямое преобразование Фурье, найдем ее спектральную плотность $\dot{X}_T(\omega)$. Энергию E_T рассматриваемого отрезка реализации согласно равенству Парсеваля можно вычислить как

$$E_T = \int_{-T/2}^{T/2} x^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{X}_T(\omega)|^2 d\omega. \quad (1.47)$$

Разделив эту энергию на T , получим среднюю мощность P_T реализации на данном временном интервале:

$$P_T = \frac{E_T}{T} = \langle x^2(t) \rangle|_{|t| \leq T/2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\dot{X}_T(\omega)|^2}{T} d\omega. \quad (1.48)$$

При увеличении длительности промежутка времени T энергия отрезка реализации неограниченно возрастает, а средняя мощность стремится к некоторому пределу. Совершив предельный переход $T \rightarrow \infty$, получим

$$\langle x^2(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\dot{X}_T(\omega)|^2}{T} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) d\omega, \quad (1.49)$$

где функция

$$W(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\dot{X}_T(\omega)|^2}{T} \quad (1.50)$$

представляет собой спектральную плотность средней мощности рассматриваемой реализации.

В общем случае спектральную плотность мощности $W(\omega)$ необходимо усреднить по множеству реализаций. Однако, если ограничиться рассмотрением эргодических процессов, можно считать, что найденная по одной реализации (то есть путем усреднения по времени) функция $W(\omega)$ характеризует весь процесс в целом.

Так как мы рассматриваем центрированный эргодический случайный процесс, средняя мощность любой его реализации равна дисперсии процесса. Таким образом,

$$D_x = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) d\omega \quad (1.51)$$

$W(\omega)$ – вещественная функция, она не содержит информации о фазах спектральных составляющих и не позволяет восстановить отдельные реализации случайного процесса. Кроме того, из определения спектральной плотности (1.50) очевидно, что $W(\omega)$ является неотрицательной и четной функцией частоты.

Спектр дискретного случайного процесса

Для определения спектральных характеристик дискретного случайного процесса, каким является запись колебаний уровня в точке бассейна, будем усреднять спектр мощности:

$$W(\omega) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n+1} \overline{\left| \sum_{k=-n}^n x(k) e^{-j\omega kT} \right|^2} \quad (1.52)$$

Черта сверху обозначает здесь усреднение по ансамблю реализаций. Если процесс эргодический, спектр мощности для всех реализаций является одинаковым и выполнять усреднение по ансамблю не обязательно.

Выполнять вычисления непосредственно по формуле (1.52) неудобно, поэтому попробуем привести ее к более приемлемому виду. Для этого раскроем выражение для квадрата модуля:

$$\begin{aligned} W(\omega) &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n+1} \left[\overline{\sum_{k=-n}^n x(k) e^{-j\omega kT}} \overline{\sum_{m=-n}^n \dot{x}(m) e^{-j\omega mT}} \right] = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n+1} \sum_{k=-n}^n \sum_{m=-n}^m \overline{x(k) \dot{x}(m)} e^{-j\omega(k-m)T} \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n+1} \sum_{k=-n}^n \sum_{m=-n}^m R_x(k-m) e^{-j\omega(k-m)T}. \end{aligned}$$

Суммируемые слагаемые зависят от разности индексов суммирования k и m , поэтому можно преобразовать двойную сумму в одиночную:

$$W(\omega) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{2n+1} \sum_{l=-2n}^{2n} (2n+1-|l|) R_x(l) e^{-j\omega lT}. \quad (1.53)$$

Поскольку при любом l

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{2n+1-|l|}{2n+1} = 1, \quad (1.54)$$

окончательно получаем

$$W(\omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} R_x(k) e^{-j\omega kT}. \quad (1.55)$$

Выражение (1.55) представляет собой дискретный аналог теоремы Винера–Хинчина: спектр дискретного случайного процесса является преобразованием Фурье от его корреляционной функции.

При использовании непараметрических методов расчета спектра случайного процесса используется только информация, заключенная в отсчетах сигнала, без каких-либо дополнительных предположений. Рассмотрим два метод Уэлча (Welch). Реализация данных методов спектрального анализа используется для обработки временных рядов натурных данных и результатов вычислительных экспериментов.

Метод Уэлча

Для уменьшения этой изрезанности необходимо применить какое-либо усреднение. Даниелл (Daniell) предложил сглаживать быстрые флюктуации выборочного спектра путем усреднения по соседним частотам спектра. Данный метод, называемый периодограммой Даниелла, сводится к вычислению свертки периодограммы со сглаживающей функцией. В методе Бартлетта (Bartlett) анализируемый сигнал делится на неперекрывающиеся сегменты, для каждого сегмента вычисляется периодограмма и затем эти периодограммы усредняются. Если корреляционная функция сигнала на длительности сегмента затухает до пренебрежимо малых значений, то периодограммы отдельных сегментов можно считать независимыми. В этом случае дисперсия периодограммы Бартлетта обратно пропорциональна числу используемых сегментов, однако с ростом числа сегментов при фиксированном общем числе отсчетов сигнала падает спектральное разрешение (за счет того, что сегменты становятся короче).

Уэлч (Welch) внес в метод Бартлетта два усовершенствования: использование весовой функции и разбиение сигнала на перекрывающиеся фрагменты. Применение весовой функции позволяет ослабить растекание спектра и уменьшить смещение получаемой оценки спектра плотности мощности ценой незначительного ухудшения разрешающей способности. Перекрытие сегментов введено для того, чтобы увеличить их число и уменьшить дисперсию оценки. Метод Уэлча, согласно [Марпл-мл., 1990], является наиболее популярным периодограммным методом спектрального анализа.

Итак, вычисления при использовании метода Уэлча (он называется еще методом усреднения модифицированных периодограмм – averaged modified periodogram method) организуются следующим образом:

1. Вектор отсчетов сигнала делится на перекрывающиеся сегменты. Как правило, на практике используется перекрытие на 50 %. Строго говоря, оптимальная степень перекрытия зависит от используемой весовой функции. В [Дженкинс, Ваттс., 1971] приводятся данные о том, что для гауссовых случайных процессов при использовании окна Ханна

минимальная дисперсия оценки спектра плотности мощности получается при перекрытии сегментов на 65 %.

2. Каждый сегмент умножается на используемую весовую функцию.
3. Для взвешенных сегментов вычисляются модифицированные периодограммы.
4. Периодограммы всех сегментов усредняются.

Так же как и для периодограммы Бартлетта, дисперсия оценки, получаемой методом Уэлча, уменьшается примерно пропорционально числу сегментов. Благодаря перекрытию в методе Уэлча используется больше сегментов, поэтому дисперсия оценки спектра плотности мощности оказывается меньше, чем для метода Бартлетта.

Текущий спектр

Спектрально-временная диаграмма служит для оценки изменения спектральных характеристик во времени, она рассчитывается следующим образом. Ряд разбивается на перекрывающиеся сегменты, для которых отдельно рассчитывается спектр (здесь она вычислялась с использованием алгоритма Уэлча). Вычисленные значения спектральных составляющих заносятся в колонки двумерного массива. После чего отображается, как поверхность, где по оси X идет время, по оси Y – период, а по Z – спектр.

1.6 Информационная система хранения и обработки данных

Основным инструментом измерений стал автономный регистратор волнения [6], основанный на измерении пульсации давления под водой, индуцированной поверхностными волнами. За несколько лет эксплуатации прибор зарекомендовал себя как инструмент, обладающий высокой надежностью, простотой обращения, качеством получаемых данных и относительной дешевизной. Результатом работы прибора на протяжении пяти с половиной месяцев является текстовый файл, содержащий время, придонное давление и температуру с дискретностью одна секунда, размер одного файла составляет около 700 мегабайт. За годы проводимых натурных наблюдений скопился очень большой объём данных (порядка 170 гигабайт), с которыми довольно затруднительно работать, поскольку приходится использовать различные программы и приложения для обработки результатов. Эти программы громоздки и медлительны, что

в итоге служит серьезным сдерживающим фактором при анализе данных. Все вышеизложенное свидетельствует о необходимости разработки информационной системы, позволяющей, в первую очередь структурировано хранить данные и предоставлять к ним удобный доступ, а также проводить типовую обработку океанологических данных.

В настоящее время наиболее известными российскими базами океанографических данных являются база ТОИ ДВО РАН «ОКЕАН-1» и «ОКЕАН-2» и база Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН ([ссылки на базу](#)). Однако эти базы ориентированы на другие задачи и не позволяют выполнять требуемые операции, такие как получение необходимого временного ряда за заданный промежуток времени и проведение типовой обработки.

Таким образом, для решения, описанных выше задач была разработана информационная система хранения и обработки данных, полученных в результате натурных измерений волнения, названная OceanData. С точки зрения информационных технологий OceanData представляет собой сложный расчетный программный комплекс с модульной архитектурой. В качестве основных единиц декомпозиции продукта можно выделить следующие:

- блок хранения данных;
- пользовательский интерфейс представленный в виде сайта;
- блок обработки данных (набор оптимизированных программ);
- блок управления запросами пользователя (набор php-скриптов).

Архитектура системы

В основе архитектуры системы лежит клиент-серверная технология. Соответственно, выделяют клиентскую и серверную стороны приложения. Клиентская сторона приложения функционирует на рабочем месте пользователя, в роли которого выступает браузер персонального компьютера. Серверная сторона функционирует на специализированном комплексе, включающем в себя мощные аппаратные средства, требуемый набор стандартного программного обеспечения, систему управления базами данных и собственно структуры данных. На рис. 1.8 изображено послойное представление архитектуры системы.



Рисунок 1.8: Послойное представление архитектуры системы

Взаимодействие клиентской и серверной частей приложения осуществляется через сеть – локальную или глобальную. При этом с точки зрения клиента и сервера взаимодействие осуществляется прозрачно, соответственно сетевой компонент включает в себя совокупность необходимого сетевого оборудования, набор программных технологий, обеспечивающих передачу данных между узлами сети, а также собственно протокол или протоколы для обмена запросами и результатами их выполнения.

Система состоит из трех слоев или компонент:

- компонент ввода-вывода,
- компонент прикладной логики,
- компонент хранения базы данных

При этом компонент прикладной логики находится на промежуточном слое, который является клиентом для базы данных и сервером для пользователя. На стороне пользователя выполняются только операции визуализации и ввода-вывода данных, а всю прикладную логику реализует сервер. Обмен между клиентом и сервером в таких системах осуществляется на уровне команд вывода данных на экран и результатов пользовательского ввода.

Пользователь, набрав в браузере адрес системы <http://hydrolab.nnov.ru/>, получает доступ к пользовательскому интерфейсу системы. Удобный интерфейс позволяет ему сформировать

нужные запросы к базе, не требуя при этом специальных знаний. Запрос отправляется на сервер системы, где его обрабатывает php-скрипт. Скрипт проводит интерпретацию и проверку полученных данных, после чего запускает оптимизированное приложение с нужными параметрами. Приложение, общаясь напрямую с базой данных, записывает или читает данные из базы и проводит над ними процедуру обработки.

Далее представлены некоторые особенности реализации отдельных модулей программного обеспечения.

Особенности реализации

Хранение и управление данными осуществляется СУБД MySQL. Основная таблица базы данных – таблица паспорта эксперимента, в которой хранится полная информация о месте и времени проведения эксперимента, а также об элементах датчика, с которого получена запись. С каждой записью в этой таблице ассоциирована другая таблица, содержащая следующие атрибуты: давление, температуру и время записи.

Картина структуры базы данных

Поскольку основной задачей системы является структурированное хранение данных об экспериментах и удобный доступ к ним, основными функциями являются импорт и экспорт из базы данных. Остановимся подробнее их реализацию. При импорте данных скорость не так важна, поскольку эта операция используется сравнительно редко. При экспорте скорость обработки играет, куда большую роль. По запросу пользователя программа обращается к базе данных, запрашивая нужный временной ряд. Полученный ряд, сглаживается заданным пользователем окном с помощью алгоритма Кайзера-Бесселя, потом записывается в текстовый файл, который сжимается архиватором, затем пользователю выдается ссылка на скачивание файла. Поскольку объем данных, которыми приходится часто оперировать достаточно большой (средний размер запрашиваемого файла с данными около 60 мегабайт), необходимо максимально оптимизировать работу с ними. Выборка нужного временного интервала происходит с помощью программы, реализованной на C++. При этом дополнительно используются оптимизированные библиотеки Intel Performance Primitives, позволяющие сократить скорость выполнения некоторых алгоритмов в десять раз по сравнению с неоптимизированной их реализацией.

Также существенно снижается, время выполнения операции экспорта из базы данных при записи файла не на жесткий диск, а в оперативную память, так как скорость записи в ПЗУ в десятки раз быстрее. Для того чтобы максимально использовать эту особенность можно

задействовать специальную файловую систему tmpfs. Данная файловая система монтируется на нужную папку, ассоциируя при этом все файлы внутри этой папки с областью оперативной памяти. Позволяя таким образом все операции чтения-записи в эту папку вести со скоростью оперативной памяти. Tmpfs позволяет резервировать в оперативной памяти место, определенного объема, после переполнения которого файлы автоматически начинают записываться на жесткий диск.

Общение между сервером и клиентами происходит через php-скрипты. С каждой операцией и методикой ассоциирован свой php-скрипт, проводящий проверку введенных пользователем данных и запускающий оптимизированную процедуру обработки. Подобный подход позволяет легко расширять систему, поскольку для добавления новой методики не требуется изменения уже существующих скриптов и программного кода.

Следующая задача – обзор и анализ данных. Для нее реализована возможность графического представления данных об экспериментах. Это в первую очередь отображение мест установок датчиков на карте, а также построение графиков давления и придонной температуры. Для отображения данных на карте используется продукт компании Google – Google-Maps, а также средства для разработчиков, позволяющие использовать в своих приложениях этот продукт – API Maps. Отображение на карте позволяет оценить расстояние между датчиками, а также дает возможность оценить пространственную структуру процессов, зарегистрированных датчиками. Для построения графиков давления и температуры использована программа gnuplot,читывающая данные из файла, находящегося под управлением файловой системы tmpfs, описанной выше. Gnuplot несколько лет занимает лидирующие позиции среди программ построения графиков и используется огромным количеством организаций. В результате работы программы пользователю предоставляются качественные графики, практически готовые к публикации. При построении графиков используются только те данные, которые возможно отобразить на изображении заданного разрешения, в результате время выполнения снижается в несколько раз без потери качества графика.

Пользовательский интерфейс представляет собой сайт, находящий под управлением «Joomla! CMS». Выбор именно этой системы управления сайтами обусловлен тем, что на сегодняшний день эта CMS является наиболее гибкой и надежной. Ее распространение привлекло за собой появление огромного количества дополнений и плагинов для этой системы, которые позволяют легко добавлять новые функциональные возможности на сайт.

Интерфейс реализован с применением технологии AJAX (Asynchronous Javascript and XML), позволяющей производить запросы на сервер без перезагрузки всей страницы. На рис. 1.9 представлен процесс построения графика нужного временного ряда.

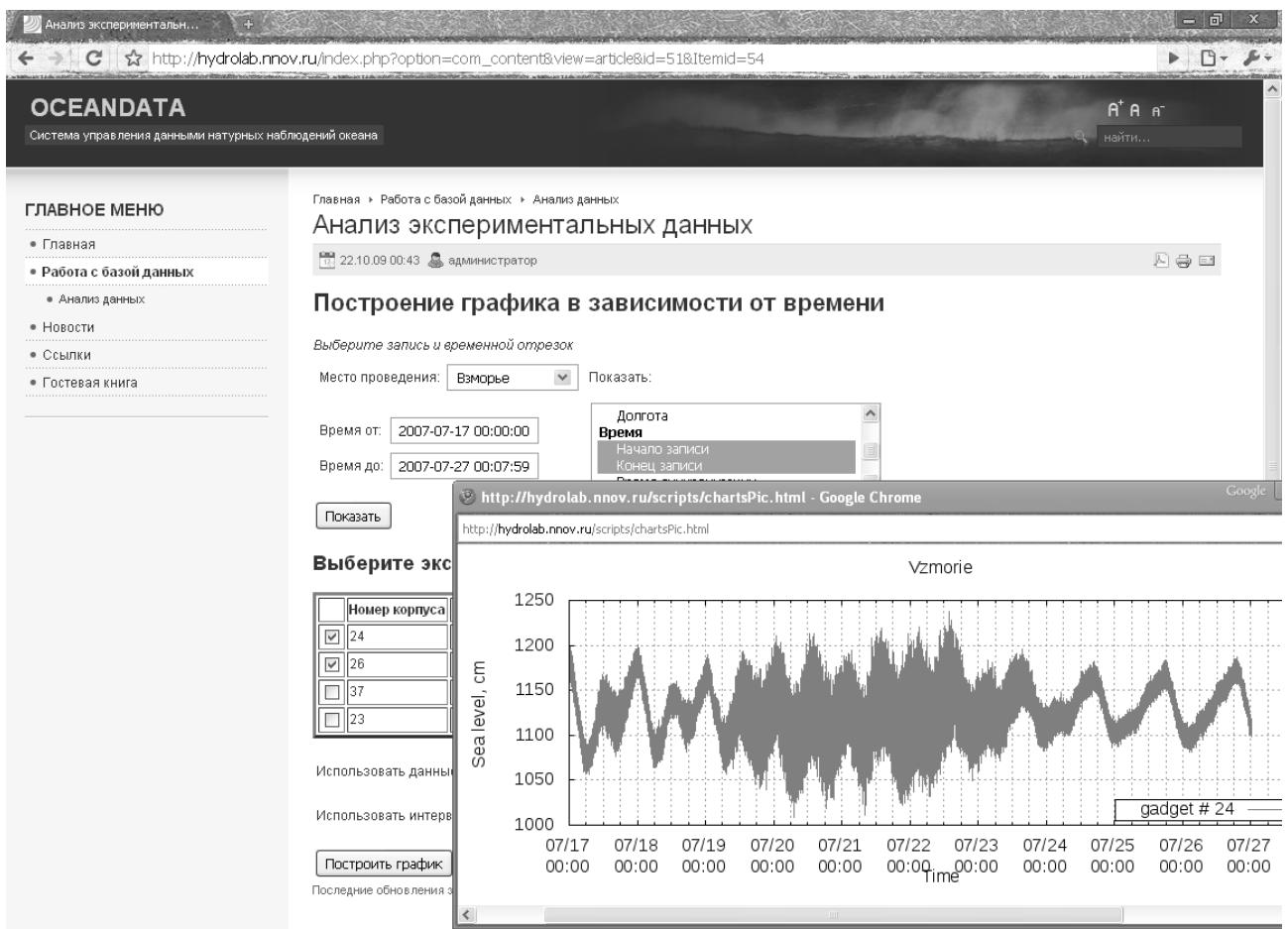


Рисунок 1.9: Послойное представление архитектуры системы

Интерфейс предоставляет возможность авторизации пользователей и предоставление им доступа к различным функциям системы. Незарегистрированные пользователи смогут посмотреть расположение датчиков на карте и построить график нужного временного ряда. Функция экспорта из базы данных и добавления новых экспериментов доступны только авторизованным пользователям.

1.7 Заключение

Подобная система позволяет структурировать и упорядочить собранные океанологические данные. Удобный доступ с помощью пользовательского интерфейса существенно упрощает работу с ними. Дополнительный плюс системы в том, что доступ к данным возможен с любого компьютера и из любой точки мира, при этом не требуется дополнительного программного обеспечения. Система позволяет пользователю получить данные с любой дискретностью в виде тестового файла с выбранными рядами данных. С такими файлами работает любая программа обработки данных. Подобный подход предоставляет пользователю абсолютную свободу

ду в выборе программного инструмента для дальнейшей работы. Представление мест постановок на карте позволяет проводить пространственный анализ волновых процессов. Большое внимание при разработке системы было уделено скорости обработки, а для максимальной эффективности, применялись последние разработки компании Intel в этой области. В настоящий момент описанная информационная система прошла тестирование и полностью функционирует, и активно используется сотрудниками НГТУ им.Р.Е.Алексеева и ИМГиГ ДВО РАН при проведении натурных экспериментов на шельфе дальневосточных морей России. Дальнейшая работа будет связана с наполнением базы результатами новых экспериментов, добавлением возможности хранения метеоданных и наращиванием функционала системы.

Глава 2

Экспериментальное исследование волновых движений на поверхности и в толще жидкости

2.1 Введение

В связи расширением разведки и добычи нефти и газа в шельфовой зоне океанов и морей большую важность приобрела информация об экстремальных значениях ветра и волн, поскольку буровые установки и платформы должны эксплуатироваться при любых погодных условиях включая экстремальные. Занижение расчетных значений волнения уменьшает безопасность сооружений, а завышение увеличивает их стоимость. Практика показывает, что максимальные значения высот волн, оцениваемых как возможный один случай в 50 или 100 лет, отмечались уже в первые 10-20 лет эксплуатации сооружения [24]. Для повышения точности прогнозов необходимо иметь длительные записи волнения.

Основным источником данных о ветровом волнении вблизи побережья о. Сахалин долгое время являлись данные попутных судовых наблюдений, а также визуальные наблюдения ветрового волнения, получаемые на береговых гидрометеорологических станциях [25]. В настоящее время используется также спутниковая информация о силе ветра и так называемой значительной высоте волн; она содержится, например, на сайте AVISO [26]. Естественно, что такая информация недостаточно подробна; так в AVISO пространственное разрешение составляет 90 км. Измерений же, полученных с использованием высокочастотных волнографов, на шельфе Сахалина до последнего времени было крайне мало [27]. Имеются также первые данные об наблюдении экстремально больших волнах (волнах-убийцах) на шельфе

Сахалина [24]. Немногочисленные данные наблюдений и результаты расчетов по гидродинамическим моделям послужили основой для издания Регистром России справочных данных по режимным характеристикам ветра и волнения в Охотском море [28]. Для верификации результатов расчетов были использованы данные о ветре и волнении, полученные на севере острова, вблизи залива Одопту ($58^{\circ}06' с.ш.$, $143^{\circ}28' в.д.$) с 1975 по 1981 гг. Режимные характеристики представлены для пяти районов Охотского моря и могут служить основой для более точных предсказаний ветрового волнения в отдельных пунктах. Естественно, что получение инструментальных долговременных инструментальных данных о ветровом волнении на различных участках моря поможет уточнить прогностические характеристики волн. В данной работе изучаются статистические характеристики ветрового волнения на юго-восточном побережье о. Сахалин по инструментальным измерениям 2006-2009 гг.

2.2 Натурные наблюдения

Институтом морской геологии и геофизики ДВО РАН (ИМГиГ ДВО РАН) совместно с Нижегородским государственным техническим университетом им. Р.Е. Алексеева (НГТУ), начиная с 2006 года, проводятся обширные экспериментальные исследования волновых движений в прибрежной зоне юго-востока о. Сахалин. К настоящему времени накоплена обширная база цифровых данных по колебаниям поверхности моря с дискретностью 1 секунда. Основным инструментом измерений стал автономный регистратор волнения (APB-K12), измеряющий пульсации придонного давления, индуцированного поверхностными волнами. Данный регистратор давления проводит измерения с достаточно высокой частотой – 1 Гц и высокой точностью – абсолютная погрешность при измерении гидростатического давления составляет 1 мм водного столба, относительная погрешность – 0.06%. Более подробно данный прибор описан в разделе 1.4.1. Первые результаты измерений поверхностного волнения с помощью этого датчика описаны в [29].



Рисунок 2.1: Места проведения натурных наблюдений в южной части о. Сахалин

В настоящей работе приведены экспериментальные данные, полученные на открытых акваториях или бухтах в районе пос. Вzmорье, мыса Острый, устья озера Изменчивое острова Сахалин (рис. 2.1).

В 2007 году в районе пос. Вzmорье для изучения ветрового волнения в прибрежной зоне и особенностей гидродинамических условий на взморье в летне-осенний период, способствующих абразии, был организован натурный эксперимент, который включал постановку 18 регистраторов придонного давления (APB-K12). Донные станции были установлены на различных глубинах – одна группа приборов располагалась ближе к берегу, на глубинах от 5 до 7 м, вторая мористее, на глубинах 10-15 м (рис. 2.2). Датчики были установлены 14 июля, а подняты 16 октября 2007 года. Значительная часть приборов оказалась замыта, поэтому поднять удалось только пять измерителей. С учетом этого в 2009 году датчики устанавливались на большем расстоянии от берега (1.6-1.8 км) двумя парами – на глубинах 9-10 и 14-15 м, период измерений был с 20 июля по 29 сентября 2009 года.

Натурные наблюдения в районе оз. Изменчивое (рис. 2.4) проводились в период с 2 июля по 3 октября 2007 года. Здесь было задействовано 3 регистратора, которые установили на глубинах 12-15 метров в 400 м, 700 м и 900 м от берега.

Аналогичный натурный эксперимент с использованием тех же датчиков проводился в период с 14 июля по 4 августа 2006 года, в районе м. Острый (рис. 2.3). В этом эксперименте было установлено 16 регистраторов на глубинах от 7 до 30 метров в двухкилометровой прибрежной зоне, поднять не удалось лишь два из них.

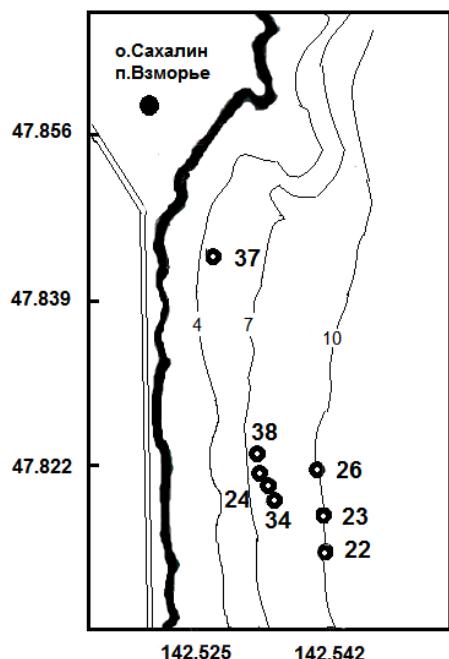


Рисунок 2.2: Схема постановки приборов в районе п. Вzmорье (470 50' с.ш., 1420 31' в.д.),

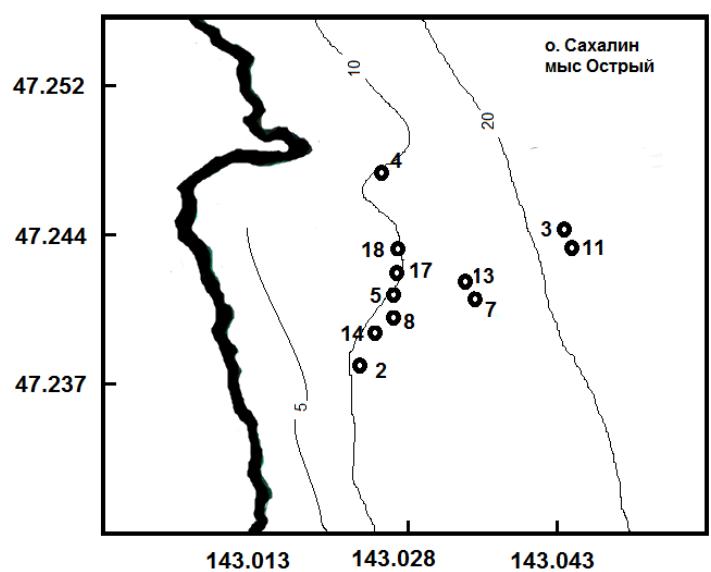


Рисунок 2.3: схема постановки в районе м.Острый (470 14' с.ш., 1430 1' в.д.)

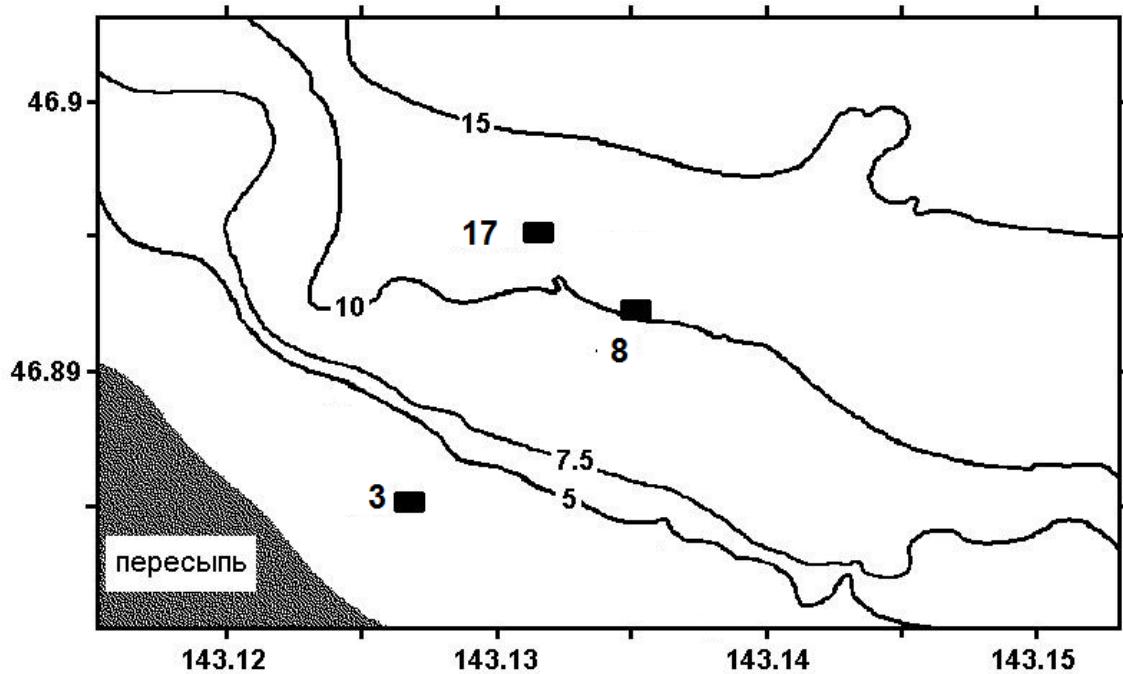


Рисунок 2.4: Схема постановки в районе оз. Изменчивое (46°09' с.ш., 143°013' в.д.)

2.3 Определение колебаний уровня моря по данным пульсаций давления на дне

Датчик придонного давления регистрирует колебания давления, которые в общем случае не совпадают с колебаниями уровня моря. Как известно, поверхностные волны затухают с глубиной, поэтому если использовать только гидростатические соотношения, то донный датчик давления будет занижать амплитуду волн. Эта проблема специально изучалась в различных работах . В рамках линейной потенциальной теории можно получить выражение для спектрального коэффициента ослабления поверхностных волн при измерениях в толще воды, что подробно описано в разделе ?? Главы 1.

Показанное в этом разделе соотношение (??) определяет связь спектральных компонент давления (при условии пересчета его в смещение поверхности при использовании гидростатического соотношения) и смещения водной поверхности в Фурье-спектрах волновых полей.

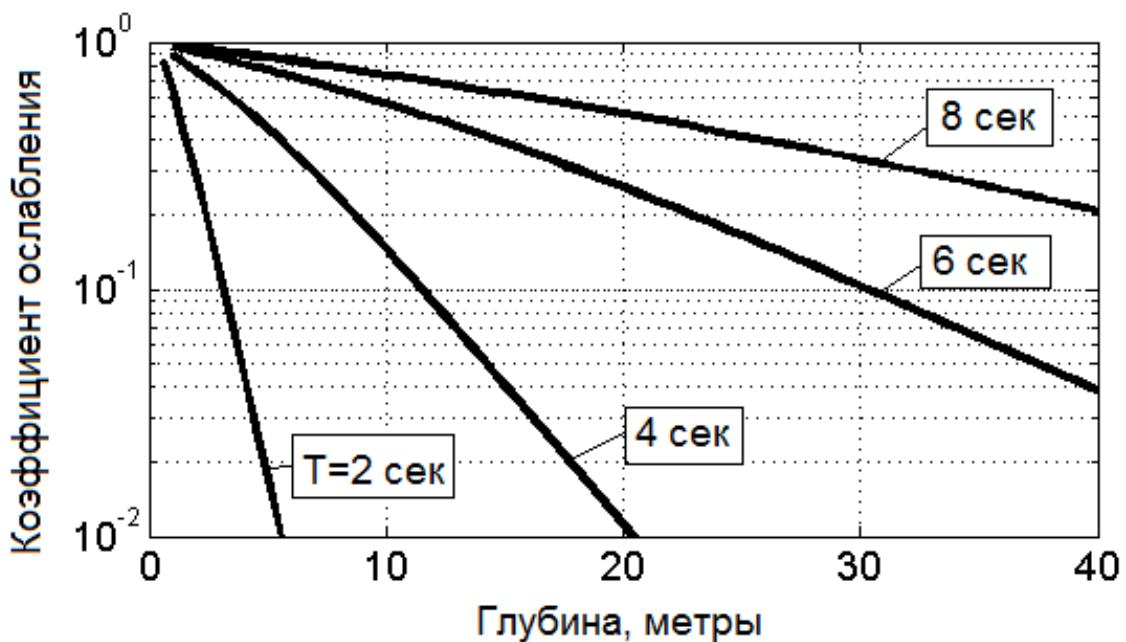


Рисунок 2.5: Затухание волн различного периода на различных глубинах

Рассчитанное с помощью (??) оно представлено на рис. 2.5 для интересующего нас диапазона глубин постановки приборов и периодов волн. Как видно, негидростатические эффекты в поле ветровых волн являются принципиальными и могут кардинально влиять на оценки высот волн.

Точность используемого датчика составляет 0.06%, то есть при ослаблении сигнала, более чем в 0,0006 раз шум датчика начинает маскировать реальный сигнал. Это надо учитывать при коррекции сигнала, чтобы не усилить шум прибора, который существенно более высокочастотный, чем ветровое волнение. Поэтому имеет смысл вводить поправочный коэффициент частот ниже 0,25 Гц при постановке датчика на глубину более 40 м. В нашем случае глубины постановки составляют менее 30 метров, поэтому ограничения на поправки становятся более слабые.

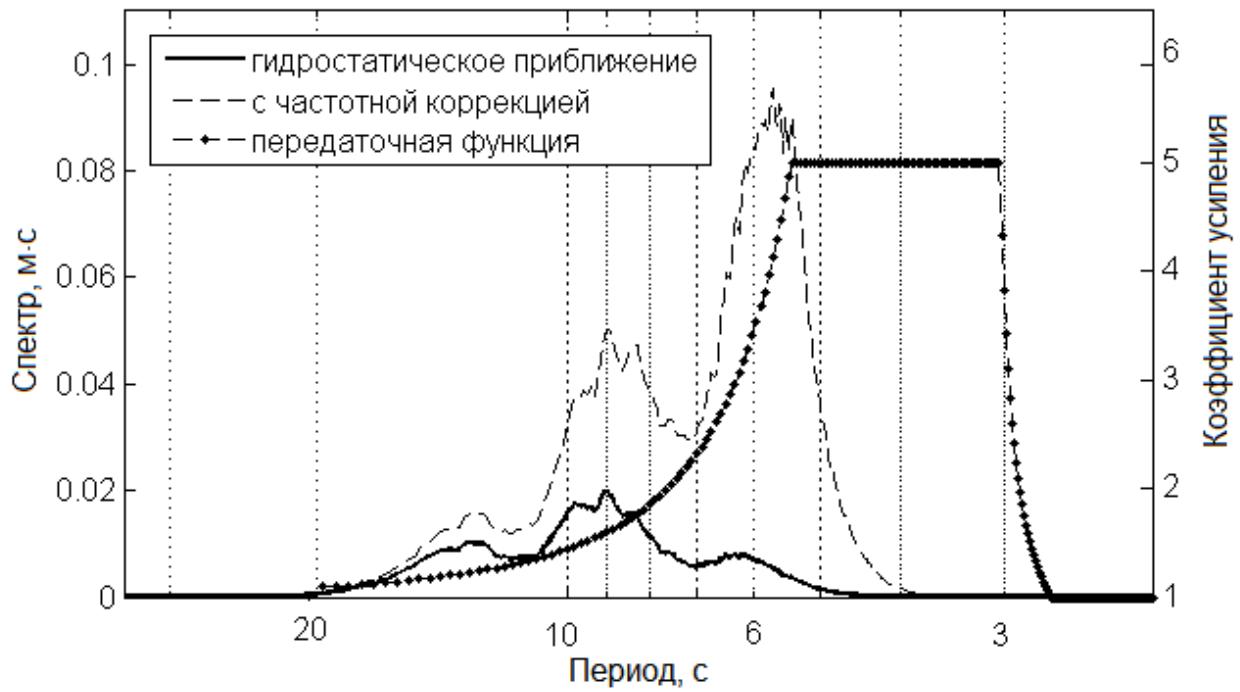


Рисунок 2.6: Пример передаточной функции для глубины 16 метров и усредненные спектры рассчитанного уровня моря по формуле (1) и в гидростатическом приближении

На рис. 2.6 представлены амплитудные спектры ветрового волнения и используемая передаточная функция, рассчитанная для этой записи. Поскольку передаточная функция экспоненциально нарастает в области высоких частот (малых периодов), и шум здесь значительно усиливается, то в соответствие с рекомендациями [30] ограничили значения передаточной функции величиной 5 и обрезали спектр на частоте 0.33 Гц.

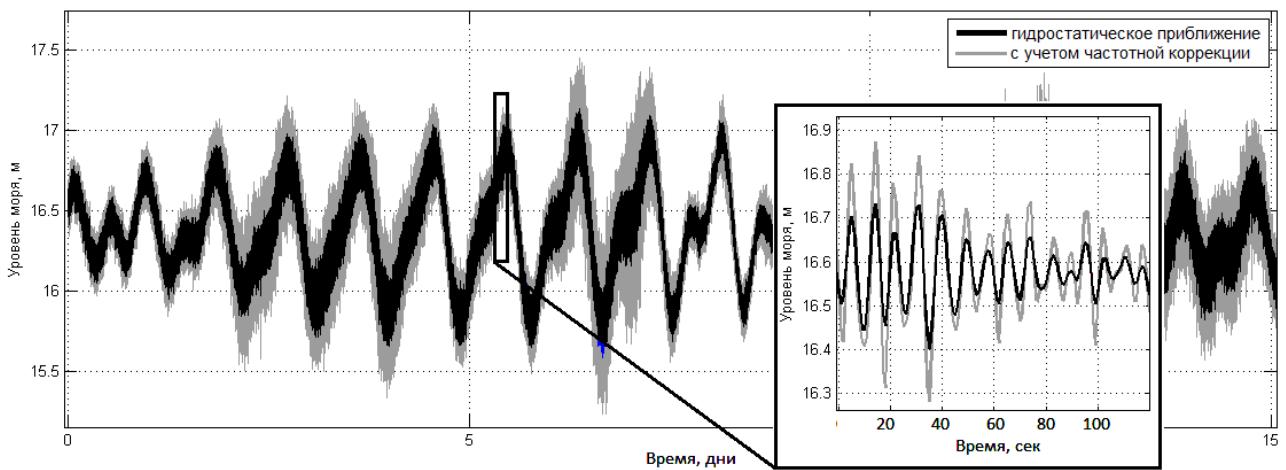


Рисунок 2.7: Отличие в форме рассчитанных колебаний уровня моря при использовании гидростатической формулы (жирная линия) и с помощью частотной коррекции (тонкая линия). Глубина постановки датчика 16 метров в районе м. Острый

В результате введенной частотной коррекции поправка в определении смещения уровня воды оказалась существенной, например, для датчика расположенного в районе мыса Острый на глубине 16 метров, высота волны увеличилась примерно вдвое по сравнению с гидростатическим значением (рис. 2.7). Видно, что реальное поверхностное волнение будет существенно отличаться от измеренных флюктуаций давления датчиком придонного давления установленного на глубине более 15 метров и волн с периодами от 1 до 11 с, то есть ветровых волн и зыби. Отметим также, что период и фаза колебаний уровня моря, как видим из рис. 2.7, не меняется при использовании частотной коррекции, а меняется только амплитуда волн.



Рисунок 2.8: Высоты волн, рассчитанные с учетом негидростатической поправки (черная линия) и без ее учета (серая линия) на озере Изменчивое в 2007 году.

На рис. 2.8 представлены рассчитанные высоты волн в районе озера Изменчивое за весь период измерений в 2007 году. Как видим, частотная поправка является принципиальной и

разница в значениях высот волн по сравнению с гидростатической оценкой достигает двух раз.

Поскольку использовалась линейная теория для расчета колебаний уровня воды по данным придонного давления, мы специально оценили крутизну волны a , где a - амплитуда волны. На рис. 2.9 представлена рассчитанная крутизна волн по данным, полученным на м. Острый в 2006 году. Как и следовало ожидать, негидростатическое приближение увеличивает крутизну волн. Как видим, в спокойные периоды крутизны волн не превышают 0.05, что соответствует линейным волнам [31]. Количество таких волн для оцениваемого периода в 20 суток составило 98.7%, так что в среднем использование линейной теории можно считать правомерным. Разумеется, более точные оценки применимости линейной теории должны быть получены из нелинейной теории, что пока не сделано. Поэтому вслед [11] мы будем использовать линейную теорию для коррекции рассчитанных колебаний уровня моря.

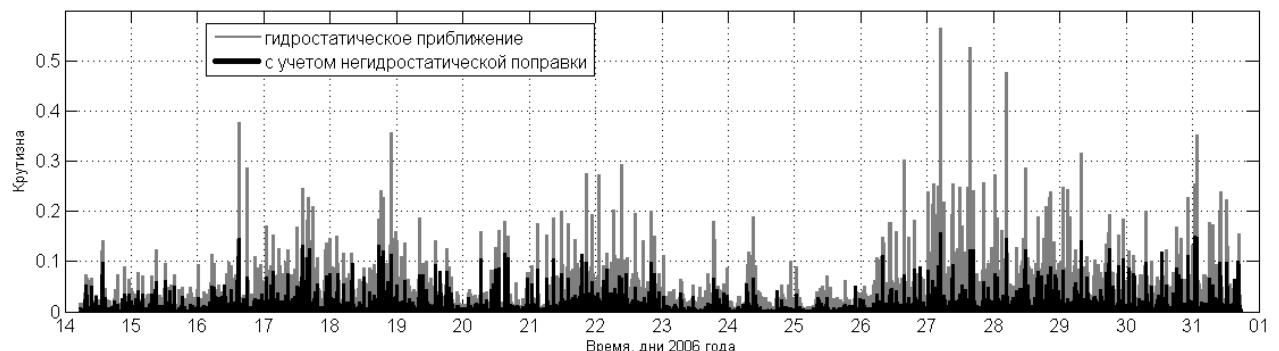


Рисунок 2.9: Оценка крутизны волн при использовании гидростатической формулы (серая линия) и с учетом негидростатической поправки (черная линия) по данным полученным вблизи м. Острый в 2006 году.

В соответствие с описанной методикой, процедуру предварительной коррекции прошли все анализируемые в работе записи. Был разработан программный комплекс, состоящий из набора вычислительных программ реализованных в C++, и скриптов на языке Matlab, для отображения и анализа результатов вычислений, особенно вычислений высот и периодов волн. Ниже будут проанализированы высоты и периоды волн по данным инструментальных наблюдений.

Дискретизация ветрового волнения

Спектр колебаний поверхности моря может быть достаточно сложным, что является следствием влияния на него различных океанологических процессов. Так, например, цунами име-

ют характерные периоды от 2 мин. до 2 часов. И для их изучения в соответствии с теоремой Котельникова [32] достаточной оказывается дискретность измерений 1 мин. Но поскольку спектр колебаний уровня моря содержит и более короткие колебания, то во избежание алиасинга при регистрации, например, волн цунами с такой дискретностью, ранее применялись цифровые фильтры низких частот, «обрезавшие» ветровое волнение и зыбь. В настоящее время в большинстве гидрофизических приборов, предназначенных для регистрации колебаний уровня (давления), используется дискретность 1 с, которой вполне достаточно для записи ветровых волн с периодами от 3 с и длиннее [33], и которые, как показывают результаты наших наблюдений в прибрежной зоне Тихого океана, присутствуют в спектрах волнения. Тем не менее, ряд авторов [34, 35] показали в их записях наличие волн и с меньшими периодами. Это обстоятельство, в принципе, может приводить к возникновению алиасинга, искажающего спектр длиннопериодных волн.

Для выяснения вопроса о достоверности измерений в подобных условиях 18 мая 2011 г. в с. Охотское был проведен специальный эксперимент. Два различных датчика - кабельный датчик гидростатического давления и струнный датчик, регистрирующий непосредственно колебания морской поверхности, устанавливались в одной точке (рис. 2.10), и велась синхронная запись колебаний уровня моря с регистрацией на ноутбук.

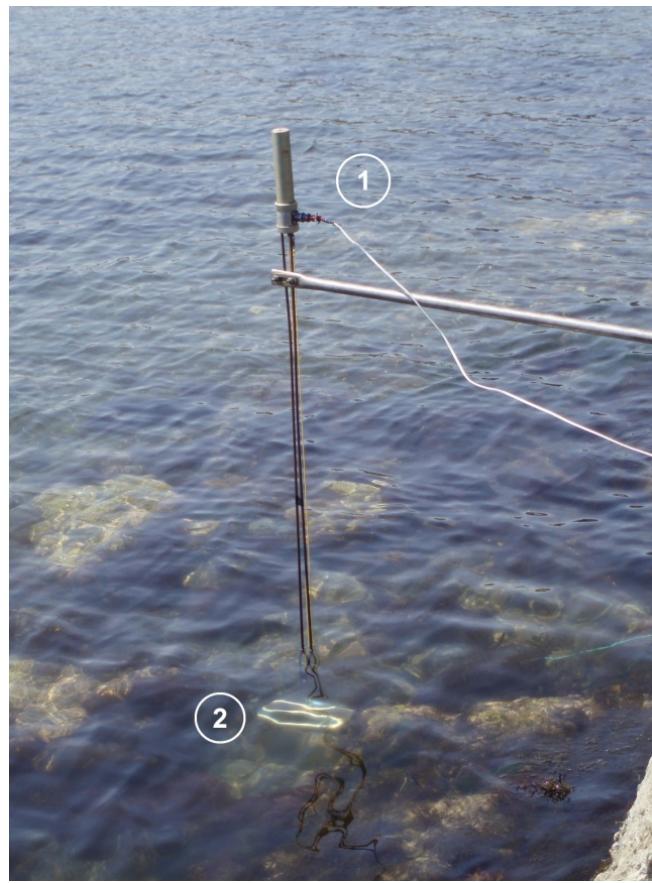


Рисунок 2.10: Установка струнного датчика волнения (1) и гидростатического давления (2)

В результате были получены цифровые записи ветрового волнения с дискретностью 6 отсчетов в секунду, приведенные на рис. 2.11. На записи струнного датчика присутствуют колебания с периодами около 0.8 с, обусловленные короткопериодными капиллярными волнами. Во временном ходе гидростатического датчика, несмотря на малую глубину его постановки - около 45 см, такие колебания отсутствуют, что связано с сильным затуханием этих волн с глубиной.

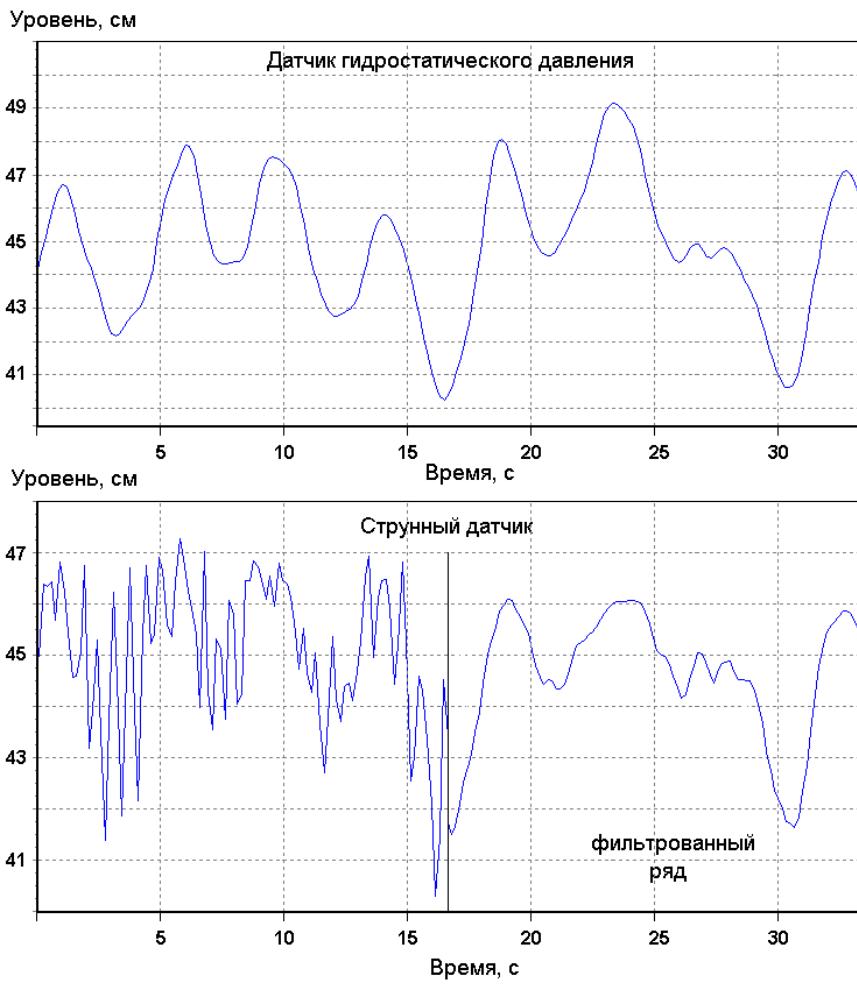


Рисунок 2.11: Временной ход колебаний уровня моря, записанный синхронно датчиком гидростатического давления и струнным (емкостным) датчиком

Для ветрового волнения записи обоих датчиков имеют схожий вид, что также подтвердила выполненная нами низкочастотная фильтрация данных струнного датчика простым «треугольным» фильтром.

Для полученных рядов наблюдения были рассчитаны энергетические спектры, приведенные на рис. 2.12. Видно, также как и из временного хода колебаний уровня, что в спектре струнного датчика, в отличие от гидростатического, присутствует значимый подъем энергии на периодах от 1.3 до 0.3 с, связанный с короткопериодными капиллярными волнами.

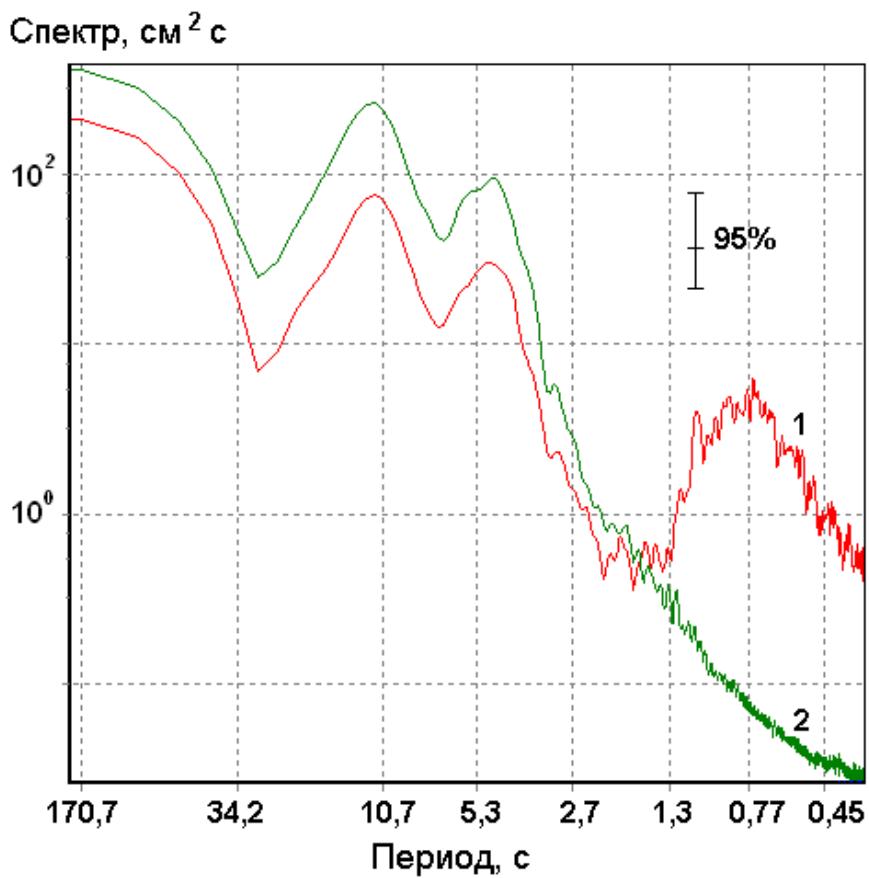


Рисунок 2.12: Энергетические спектры колебаний уровня моря. 1 – струнный датчик, 2 – датчик гидростатического давления

Поскольку спектр датчика гидростатического давления на периодах короче 2.7 с не имеет сколько-нибудь значимых пиков и спадает в среднем около 8 дБ на октаву, что примерно соответствует фильтрации исходного процесса однозвенным низкочастотным фильтром, то для него можно говорить о естественном ограничении спектра волнения и возможности дискретизации физического аналогового процесса волнения с дискретностью 1 с без наличия эффекта алиасинга.

В спектрах струнного датчика содержатся значимые составляющие с периодами меньше 1 секунды. Для ограничения их спектра была проверена возможность создания простого, интегрирующего по времени измерения фильтра, который может быть просто организован в цифровых схемах измерения.

Такая фильтрация с временным окном 0.5 с использовалась для сглаживания данных струнного датчика с частотным выходным сигналом и показала хорошие результаты (рис. 2.11). При этом условии, т. е. при установке в его схеме интегрирующего счетчика, он также может использоваться для регистрации колебаний уровня моря с дискретностью 1 с.

2.4 Спектральные характеристики

2.4.1 Анализ данных полученных м.Свободный в 2011 году

В соответствии с описанной выше методикой были скорректированы данные, полученные в результате эксперимента в районе мыса Свободный с октября 2011 года по май 2012 года. График уровня моря, рассчитанный по этим данным с учетом гидростатической поправки, представлен на рис. 2.13.

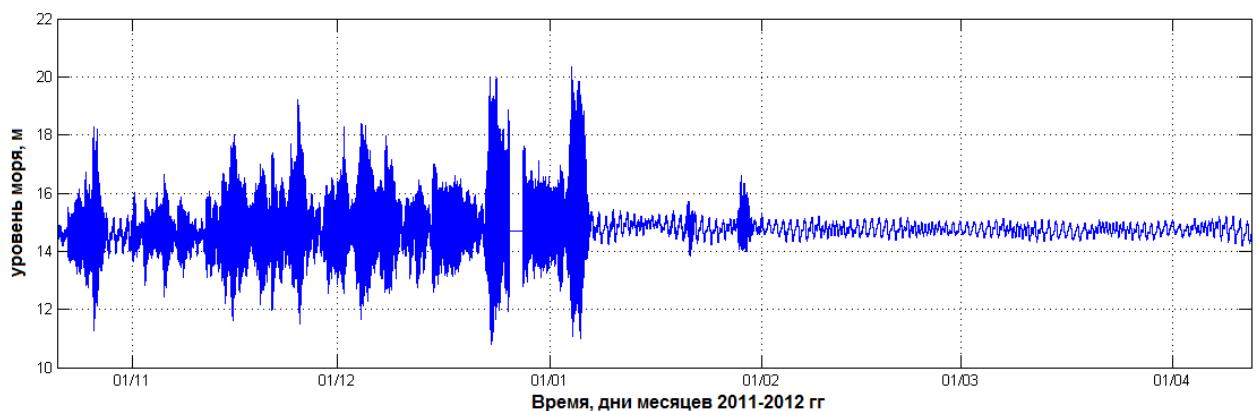


Рисунок 2.13: График уровня моря, рассчитанные с учетом гидростатической поправки по данным натуральных наблюдений в районе м. Свободный 2011-2012 гг.

Предварительный анализ колебаний обнаруживает множество сильных штормов в период наблюдений с ноября по декабрь 2011 года. Наиболее сильный шторм отмечается в конце декабря - начале января с амплитудой ветрового волнения до 9 метров. Ниже представлен график значительных высот волн, рассчитанный по этим колебаниям, по которому также можно отметить высокую штормовую активность и связанные с этим относительно большие значительные высоты волн, что в целом является характерным для данного региона.



Рисунок 2.14: Значительные высоты волн, рассчитанные с учетом гидростатической поправки по инструментальным наблюдениям в районе м. Свободный 2011-2012 гг.

Одной из интересных отличительных особенностей полученных записей является то, что на них присутствуют участки, когда датчик регистрировал волнение моря, покрытого льдом [15]. Таким образом, у нас есть возможность отследить изменение различных характеристик (спектральных, статистических) волнения не только во время изменения режима волнения, но и во время установления ледового покрова. Для оценки изменения спектральных характеристик во времени, по всей записи был построен текущий спектр, представленный на рис. 2.15 и рис. 2.16.

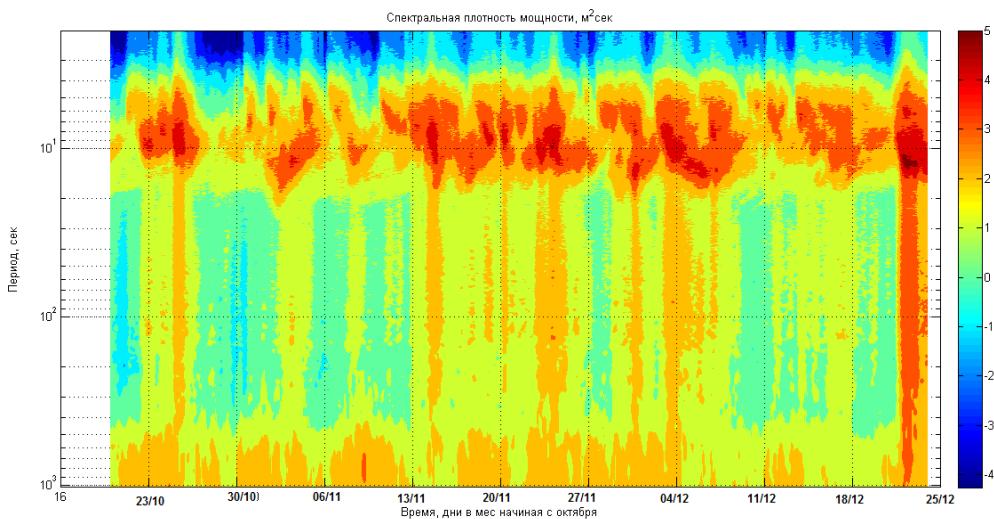


Рисунок 2.15: Текущий спектр, рассчитанный для участка записи с 23.10.2011 по 25.12.2011, по данным, полученным вблизи м. Свободный

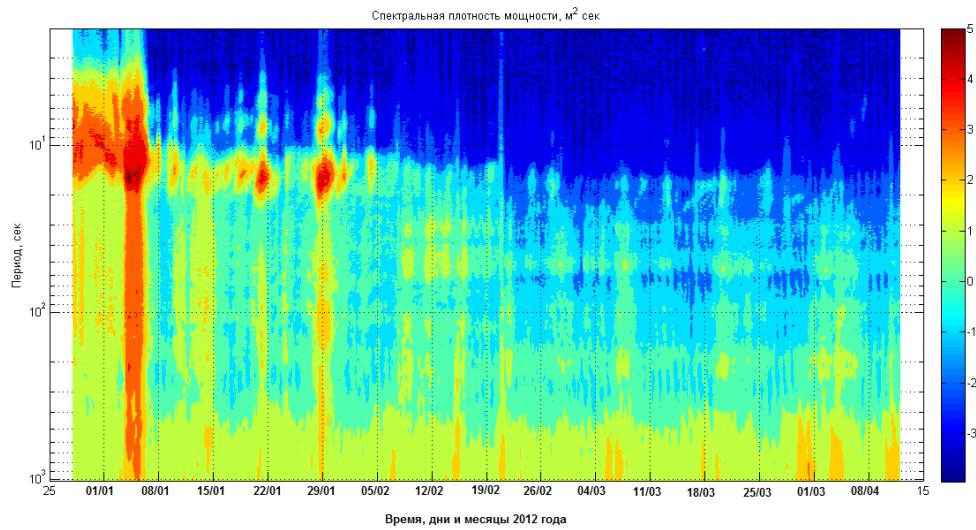


Рисунок 2.16: Текущий спектр, рассчитанный для участка записи с 01.01.2012 по 10.04.2012, по данным, полученным вблизи м. Свободный

По рис.2.15 и рис.2.16 видно, что периоды наиболее сильных спектральных пиков приходятся на диапазон волнения от 5 до 12 секунд. На записи удалось зарегистрировать два наиболее сильных шторма: 24 декабря 2011 года и 5 января 2012 года. Во время этих событий заметно существенное усиление не только ветровых волн и волн зыби, но и энергии в области инфрагравитационных волн. Стоит особо отметить резкое изменение спектра волн после этих штормов. 7 января энергия в области ветровых волн, высокочастотной и среднечастотной зыби резко падает, что очевидно связано с влиянием ледового покрова моря на волнение. Вероятно, лед был подогнан к берегу сильными штормами. 22 и 29 января на спектре отмечаются интересные усиления в области зыби с периодами 15-18 секунд, зародившейся вероятно еще в Тихом океане, поскольку такие низкие периоды зыби не характерны для зыби, образующейся в Охотском море.

Характер распределений иллюстрируется вычисленными коэффициентами асимметрии и эксцесса (рис.2.17 и рис.2.18):

$$Sk = \frac{1}{N\sigma^3} \sum_{i=1}^N [z_i - \langle z \rangle]^3, Ku = \frac{1}{N\sigma^4} \sum_{i=1}^N [z_i - \langle z \rangle]^4 \quad (2.1)$$

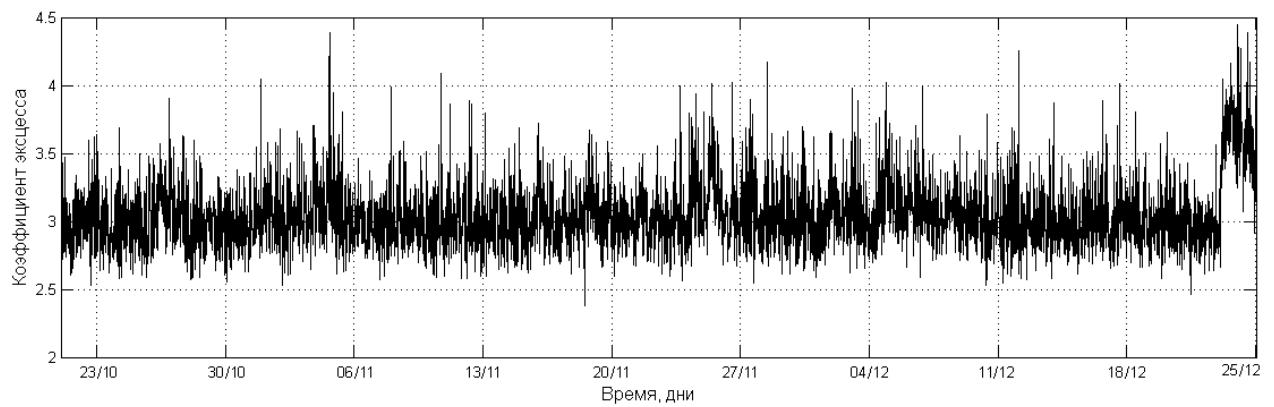


Рисунок 2.17: Временная изменчивость коэффициента эксцесса в период с 21 октября по 27 декабря 2012 в районе м.Свободный.

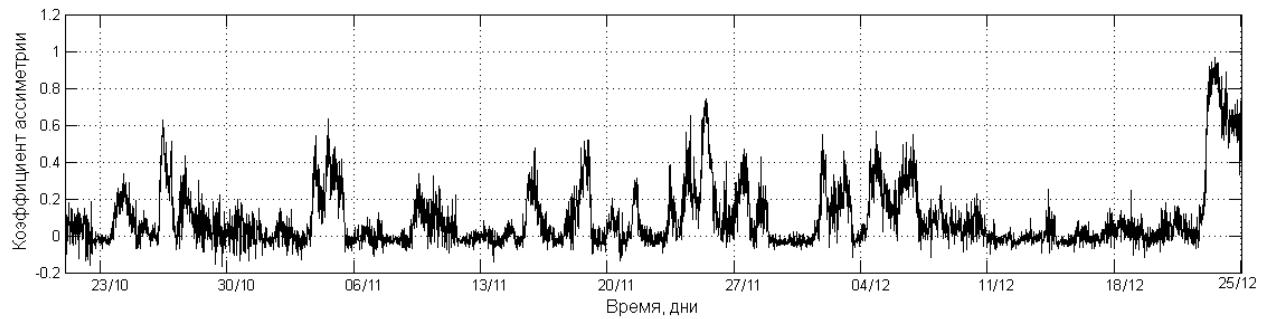


Рисунок 2.18: Временная изменчивость коэффициента асимметрии в период с 21 октября по 27 декабря 2012 в районе м.Свободный.

Графики коэффициентов асимметрии и эксцесса, представленные на рис.2.17 и рис.2.18, обнаруживают сильную изменчивость в течение 70 суток, однако средние значения этих коэффициентов ($\langle Sk \rangle = 0.0920$, $\langle Ku \rangle = 3.0427$) достаточно мало отличаются от «гауссовых» значений ($Sk = 0$ и $Ku = 3$), так что в целом ветровое волнение является почти гауссовым процессом. Отчетливо видно, что во время штормов функция распределения смещения поверхности становится асимметричной (положительный третий момент), следовательно число больших гребней превышает число больших "ям" и волновой процесс становится более нелинейным. Также чуть большее значение коэффициента эксцесса (по сравнению с гауссовым) свидетельствует о большей вероятности появления аномально больших волн, чем это предсказывает распределение Рэлея.

2.4.2 Анализ данных полученных в районе п.Взорье

Для исследования гидродинамических процессов в прибрежной зоне моря, обусловленных трансформацией ветрового волнения на мелководье и формированием длинных инфра-

гравитационных волн, был организован натурный эксперимент, который включал постановку группы измерителей придонного гидростатического давления. Приборы были выставлены плотной группой в районе интенсивного размыва автомобильной дороги (106-108 километр), несколько датчиков были расположены севернее, вблизи пос. Взорье. Схема постановки приборов представлена на рис.4.1. Ближе всего к берегу находилась станция 36 (глубина около 6 м), единственная из серии выставленных в ближней зоне, которую удалось найти и поднять, но она находилась несколько в стороне от основной группы регистраторов. Самым удаленным был датчик 26 (глубина около 15 м), вместе с ним приборы 29 и 24 образовывали приблизительно прямую линию, ориентированную по нормали к берегу. Анализу записей на этих приборах уделялось основное внимание. Расстояние между станциями 26 и 29 составляло 580 м, между 29 и 24 - 130 м.

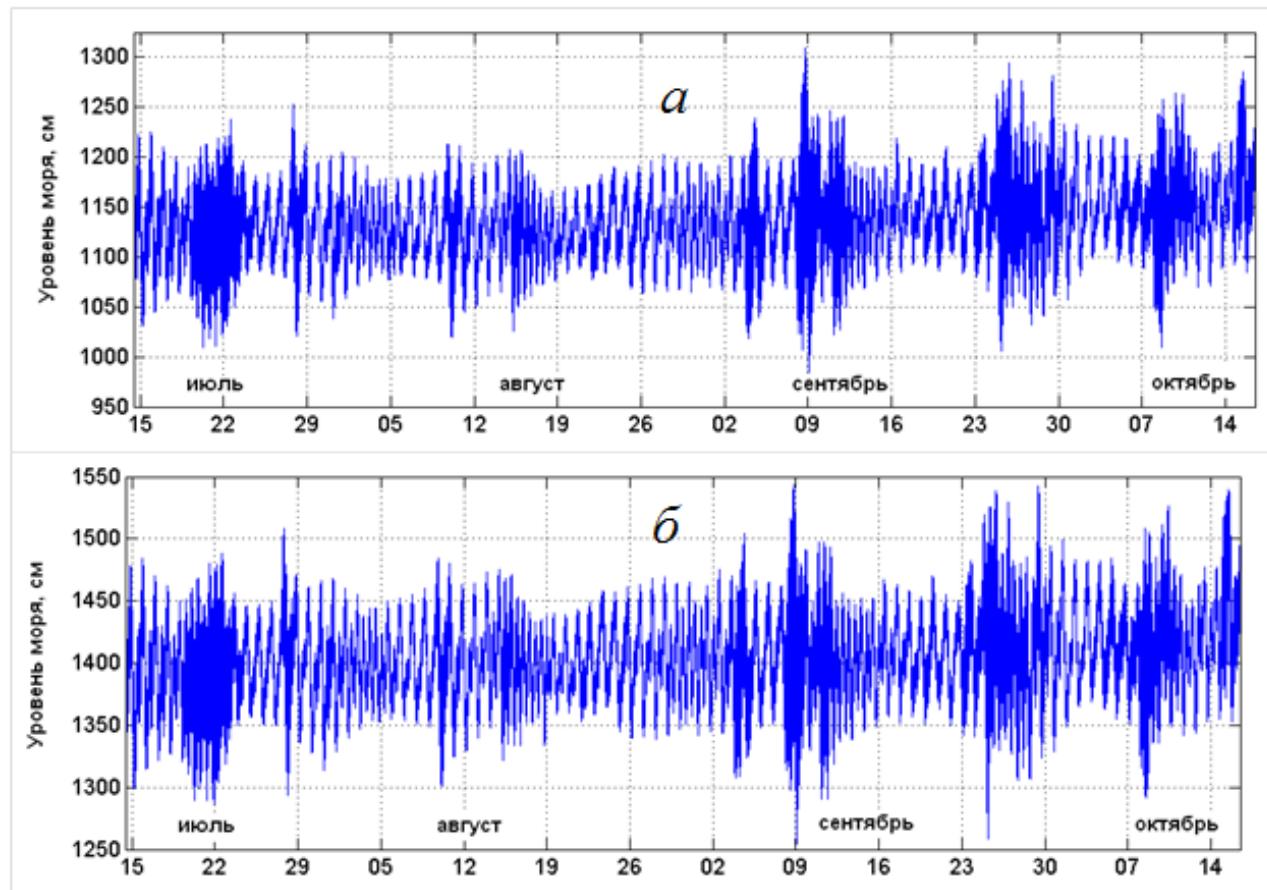


Рисунок 2.19: Измеренные значения придонного гидростатического давления на датчиках 24 (а) и 26 (б), пересчитанные в см водного столба

На рис.2.19 представлены графики придонного гидростатического давления на более близкой к берегу станции 24 и самом удаленном датчике 26. В большинстве случаев в них преобладают приливные колебания уровня моря, что, очевидно, отвечало спокойным погодным

условиям и сравнительно слабому волнению. Хотя большинство датчиков располагалось на глубинах 10 м и более, волны зыби достаточно хорошо прописывались на донных регистраторах даже в сравнительно спокойную погоду, но были особенно заметны, когда волнение резко усиливалось, и эти штормовые ситуации на рис.5. проявляются как темные пятна. Один серьезный шторм отмечен в середине июля, еще четыре осенью, в сентябре – октябре. Наибольший размах колебаний наблюдался при сильном шторме в начале сентября – на более близкой к берегу станции 24 он достигал 3 м, на более удаленной 26 – около 2.5 м. Нужно отметить, что изучаемый район прикрыт от подхода волн северо-восточного и близких к нему румбов полуостровом Терпения. Нужно отметить, что именно это направление является наиболее опасным, так как в тыловой части циклонов обычно наблюдаются сильные и устойчивые северо-восточные и северные ветра, для которых имеется достаточная длина разгона. Для юго-восточных ветров, типичных для переднего фронта, она ограничена Южными Курильскими островами. Для сравнения, при шторме 25-26 сентября в районе оз.Изменчивое, расположенном примерно в 100 км к югу от пос.Взорье, высота ветровых волн достигала 4.5 м [Shevchenko et al, 2009], что примерно вдвое больше, чем на станции 24.

Расчет характеристик ветрового волнения на поверхности моря осуществлялся для каждого последовательного 15-минутного интервала при помощи программы, предоставленной нам д.ф.м.н. И.М.Кабатченко (ГОИН) [34]. Рассчитывался спектр волнения, значимая высота волны и период главного спектрального максимума. Рассчитанные спектры сводились в таблицу, по которой производилось построение диаграммы текущего спектра. По вертикальной оси диаграммы откладывались частоты (периоды) колебаний, по горизонтальной – время. На рис.2.20, рис.2.21 представлены спектрально-временные диаграммы для расположенных на различном расстоянии от берега станций 24 и 26 за относительно спокойный период – август 2007 года.

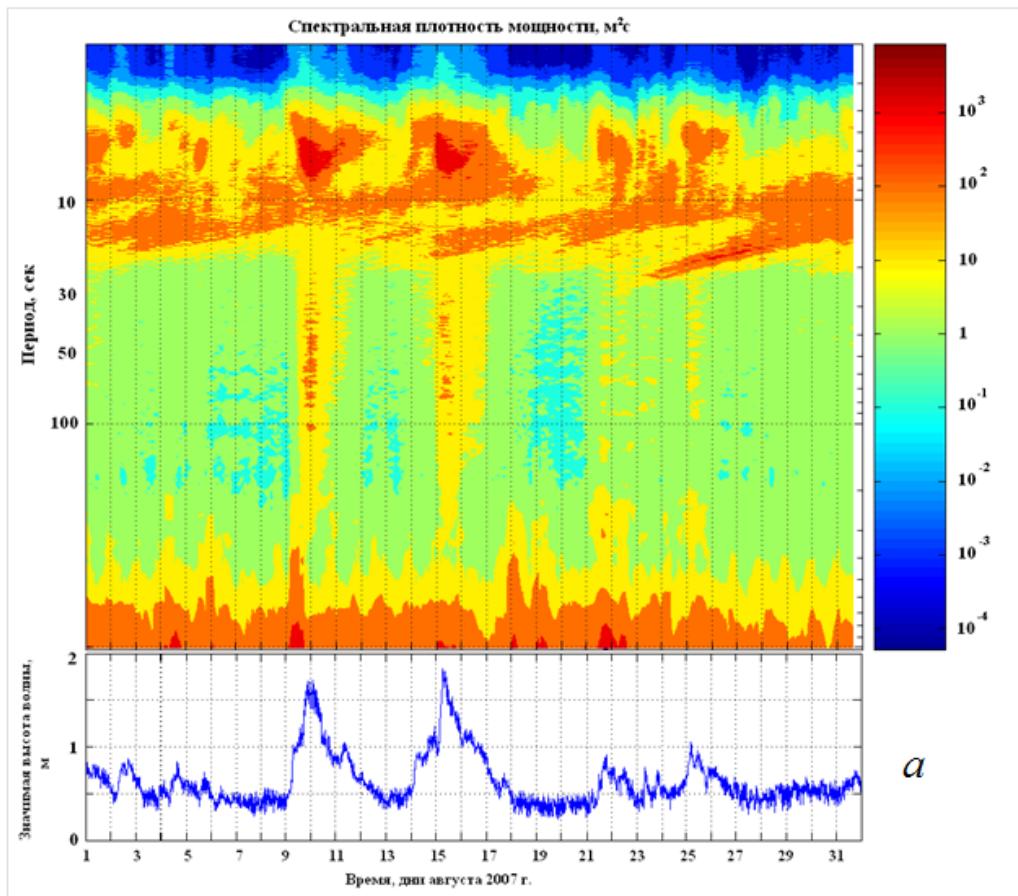


Рисунок 2.20: Спектрально-временная диаграмма волнения на станциях 24 в августе 2007 года, расчет спектров выполнен по последовательным отрезкам продолжительностью 15 мин. Внизу приведены графики вариаций значимой высоты волны, рассчитанной за эти же промежутки времени.

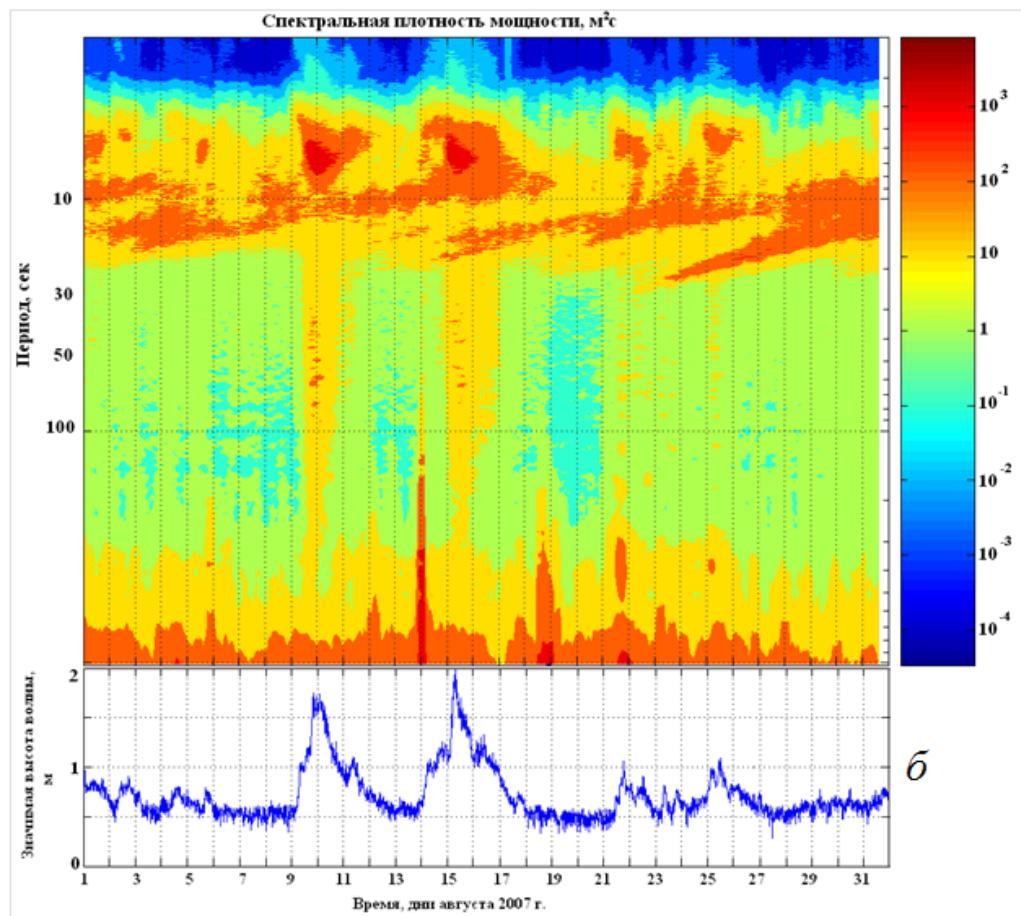


Рисунок 2.21: Спектрально-временная диаграмма волнения на станциях 26 в августе 2007 года, расчет спектров выполнен по последовательным отрезкам продолжительностью 15 мин. Внизу приведены графики вариаций значимой высоты волны, рассчитанной за эти же промежутки времени.

В записях волнения в течение всего периода наблюдений явно преобладали волны зыби с периодами 7-9 сек, на диаграмме они проявляются в виде довольно широкой, хорошо выраженной полосы. Особенно мощно выделялся пик на периоде 8 сек даже при сравнительно слабых штормах 8 и 15 августа (значимая высота волны достигала 2 м), причем это проявилось на всех станциях. В некоторых случаях можно отметить, помимо указанной полосы, усиление более низкочастотных колебаний, с периодами 10-15 секунд, причем изменение периода энергетического максимума колебаний происходило равномерно, каждый раз наиболее низкочастотные волны проявлялись раньше, и период во времени уменьшался (полоса имеет характерный наклон).

В некоторых ситуациях этот низкочастотный пик является основным, что характерно для спокойных погодных условий. Наиболее низкочастотные волны были обнаружены при анализе волновых процессов 23-26 августа. В этот период отмечены волны зыби с периодом около 20 сек, но их высота была сравнительно небольшой, около полуметра. Наиболее вероятно, это связано с проникновением океанской зыби в Охотское море – в изучаемом районе волны с такими пространственно-временными масштабами вряд ли могли образоваться.

Другой примечательной особенностью, отмеченной при анализе спектрально-временных диаграмм, явилось резкое (примерно на два порядка) возрастание энергии колебаний в диапазоне инфрагравитационных волн (периоды от 20-200 сек) при штормовых ситуациях. При этом в указанном диапазоне не наблюдается четких, хорошо выраженных максимумов как на удаленной станции 26, так и на более близкой к берегу станции 24. Когерентность в диапазоне инрагравитационных волн невелика, поэтому анализировать фазовые спектры между данными станциями не имеет смысла. Возможно, расстояние между приборами было слишком большим в данном случае для подобных расчетов.

2.4.3 Анализ данных полученных в районе м.Острый

Спектральный анализ волнения производился с помощью алгоритма Уэлча. Данный метод является одним из наиболее популярных методов спектральной оценки, он дает эффективное усреднение дискретного спектра и устранение изрезанности с уменьшением дисперсии оценки. На (рис. 2.22) представлена оценка амплитудного спектра, рассчитанного по данным придонного датчика давления, находящегося подо льдом.

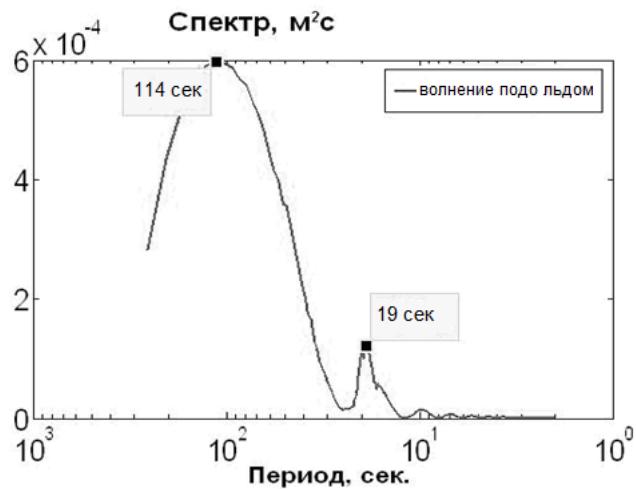


Рисунок 2.22: Оценка амплитудного спектра волнения, вычисленного по данным датчика придонного давления, находящегося подо льдом.

На этом спектре видно полное отсутствие энергии волн с периодами меньше чем 16 секунд. Лед защищает поверхность воды от воздействия ветра, следовательно, невозможно образование ветровых волн, период которых обычно составляет от 4 до 6 секунд. Поэтому на спектре обнаруживается лишь длинноволновая зыбь с периодом около 18 секунд. Эта зыбь пришла сюда по-видимому из Тихого океана, но и она потеряла большую часть энергии из-за ледового покрова, видно что ее энергия существенно ниже энергии инфрагравитационных волн.

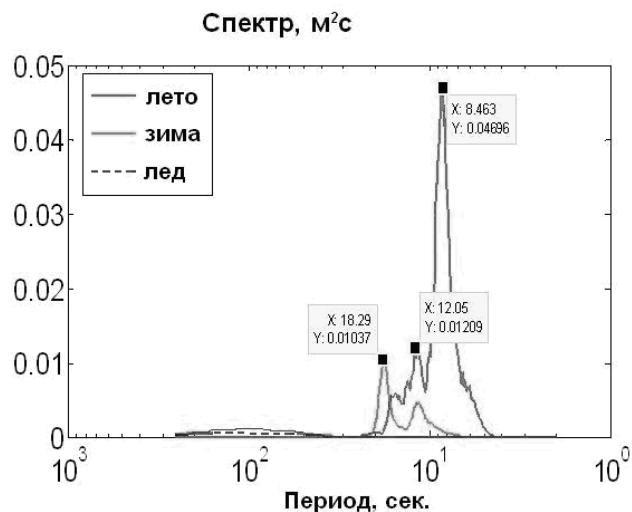


Рисунок 2.23: Оценка амплитудного спектра волнения, вычисленного по данным датчика придонного давления

На (рис.2.23) представлены спектры для различных условий: при наличии ледяного покрова в спокойную погоду, при зимнем шторме, при летнем шторме. Хорошо видно, что энергия

инфрагравитационных волн (с периодами от 30 секунд до 30 минут) практически не изменилась. При летнем шторме заметно усиление зыби с периодами 8-9 секунд. Так же виден небольшой пик в области ветровых волн с периодом 5 секунд. Тогда как подобных пиков при зимнем шторме не зарегистрировано, что, скорее всего, связано с тем, что шуга и мелкие куски льда, отколовшиеся от утнанного штормом ледяного покрова, гасят короткие ветровые колебания. Также в записи зимнего шторма четко виден спектральный пик в области 18 секунд, что связано, видимо с проявлением длинноволновой зыби, зародившейся в Тихом океане.

Спектрально-временной анализ

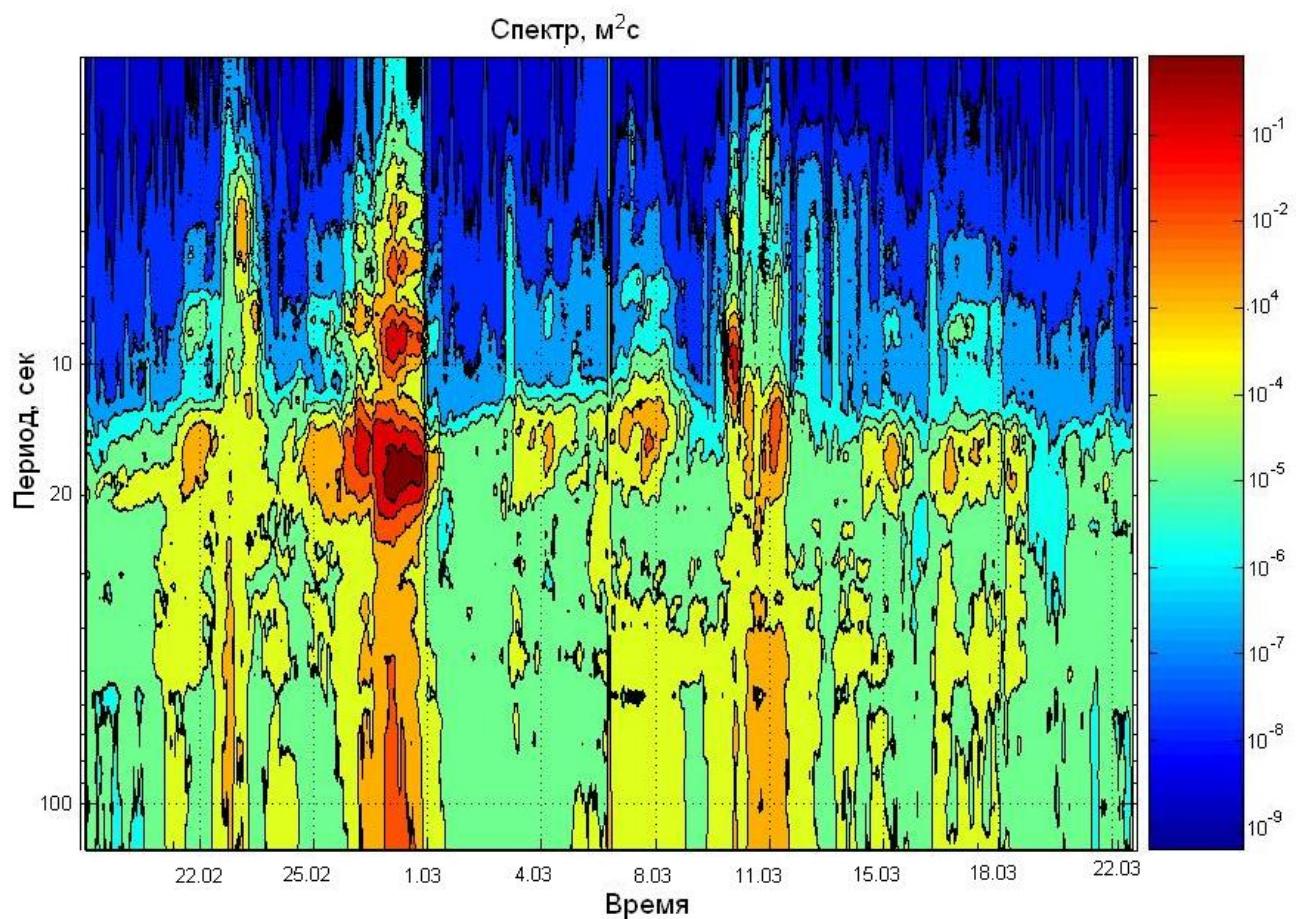


Рисунок 2.24: Спектрограмма, рассчитанная по записи, полученной в районе м. Острый за период 18.02.2007 – 23.03.2007

На рисунке выше представлена спектрограмма колебаний с 21 степенью свободы, которые характеризуют степень доверия к спектральной оценке. Начало записи 18.02.2007 соответствовало покрытому льдом морю. Поэтому на спектрограмме видно, что волны с периодами меньше 16 секунд имеют низкий уровень энергии $10^{-8} \text{ м}^2\text{с}$, а далее до 22.02.2007 идет нарас-

тание энергии и 23.02.2007 заметен довольно мощный пик в области ветровых волн с энергией 10-3 м²с, который свидетельствует о небольшом шторме. После прекращения шторма 24.02.2007 энергия в области ветровых волн спадает до 10-7 м²с, так же виден более высокий уровень энергии в области среднепериодной зыби 10-6 м²с. 26.02.2007 виден мощный шторм, который пришел видимо со стороны океана, потому что зарегистрирована большая энергия в области океанической длинноволновой зыби (зыбь с периодами 18-20 секунд). Шторм резко стихает 1.03.2007 и уровень энергии среднечастотной зыби и ветровых волн снова спадает до 10-8 м²с, это обусловлено, скорее всего с тем, что сильный ветер, связанный со штормом, пригнал лед и шугу в этот район. После 4.03.2007 уровень энергии зыби и ветровых волн повышается, что, очевидно, связано с отходом и таянием льда. Так же заметен резкий скачок энергии на значении периода в 12 секунд, это можно объяснить геометрией бухты, в которой стоял датчик

Групповая структура волнения

Групповая структура волн, проявляющаяся в чередовании цугов высоких и низких волн, является неотъемлемой чертой как штормовых волн, так и волн зыби, а ее изменчивость во времени и пространстве вызывает колебания высших моментов волнового движения (асимметрия, эксцесс и др.), чрезвычайно важных для описания многих динамических процессов в береговой зоне моря. Производимые группами волн инфрагравитационные колебания вместе с самой групповой структурой волн приводят к перемежаемости процессов взвешивания и транспорта осадков, образованию тягуна в портах и гаванях, а также экстремальным нагрузкам на береговые сооружения.

Цуг волн есть ряд возмущений с перерывами между ними. Одно возмущение называется волновым пакетом. Для выделения групповой структуры волн различных частотных диапазонов использовались огибающие волны, вычисляющиеся как:

$$H_e(t) = \sqrt{L[H(t)]^2 + [XL[H(t)]]^2}, \quad (2.2)$$

где X – преобразование Гильберта, L – оператор линейной фильтрации, оставляющий лишь частоты требуемого диапазона, а $H(t)$ – возвышения свободной поверхности. При использовании частотного диапазона с шириной, большей минимальной частоты f_{min} этого диапазона, проводилась дополнительная фильтрация огибающей, удалявшая частоты большие f_{min} . Высота и период групп волн оценивались по флуктуациям огибающей.

Функции спектральной плотности огибающих нерегулярного волнения достаточно широки и имеют множество трудно интерпретируемых особенностей. Поэтому использовались два

интегральных параметра, характеризующих относительные высоту и период групп волн: фактор групповитости GF и среднее число волн в группе NW . $GF = 1.41SHe/Hm$, где Hm – средняя по времени величина огибающей, равная половине средней высоты волн, а SHe – стандартное отклонение огибающей от ее среднего значения. Большие значения GF соответствуют более выраженной групповой структуре, нулевое значение GF свидетельствуют об ее отсутствии. NW равнялось отношению средней частоты огибающей к средней частоте волн. Средняя частота спектра волн (\bar{f}) и средняя частота спектра огибающей волн (\bar{f}_e) рассчитывались как отношение первого спектрального момента к нулевому. Моменты частотного спектра рассчитывались как

$$m_i = \int_0^{\infty} f^i S(f) df,$$

где S – спектральная плотность.

Для более удобной работы с огибающими и исходными колебаниями была разработана программа с графическим пользовательским интерфейсом, в ней были реализованы алгоритмы построения огибающей и фильтрации данных (Подробное описание и руководство к программе смотрите в Приложении). Чтобы построить огибающую необходим узкополосный сигнал, поэтому данные фильтровались настраиваясь на зыбь в 12-14 секунд, которая является характерной для этого района. После этого строилась огибающая отфильтрованного ряда.

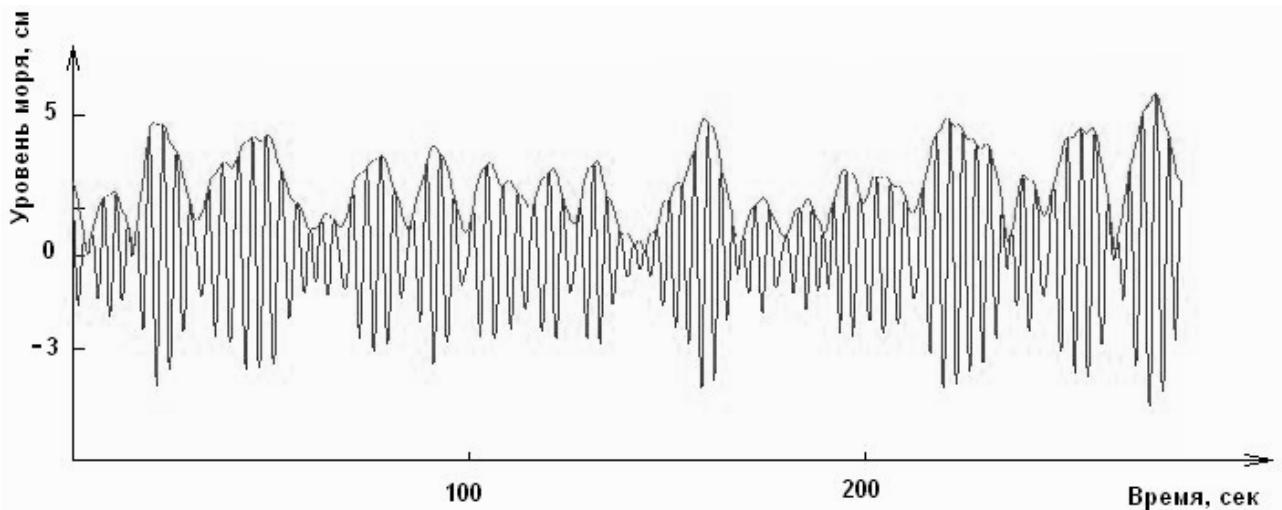


Рисунок 2.25: Пример огибающей волнения, рассчитанной по записи, в районе м. Острый в марте 2007 года

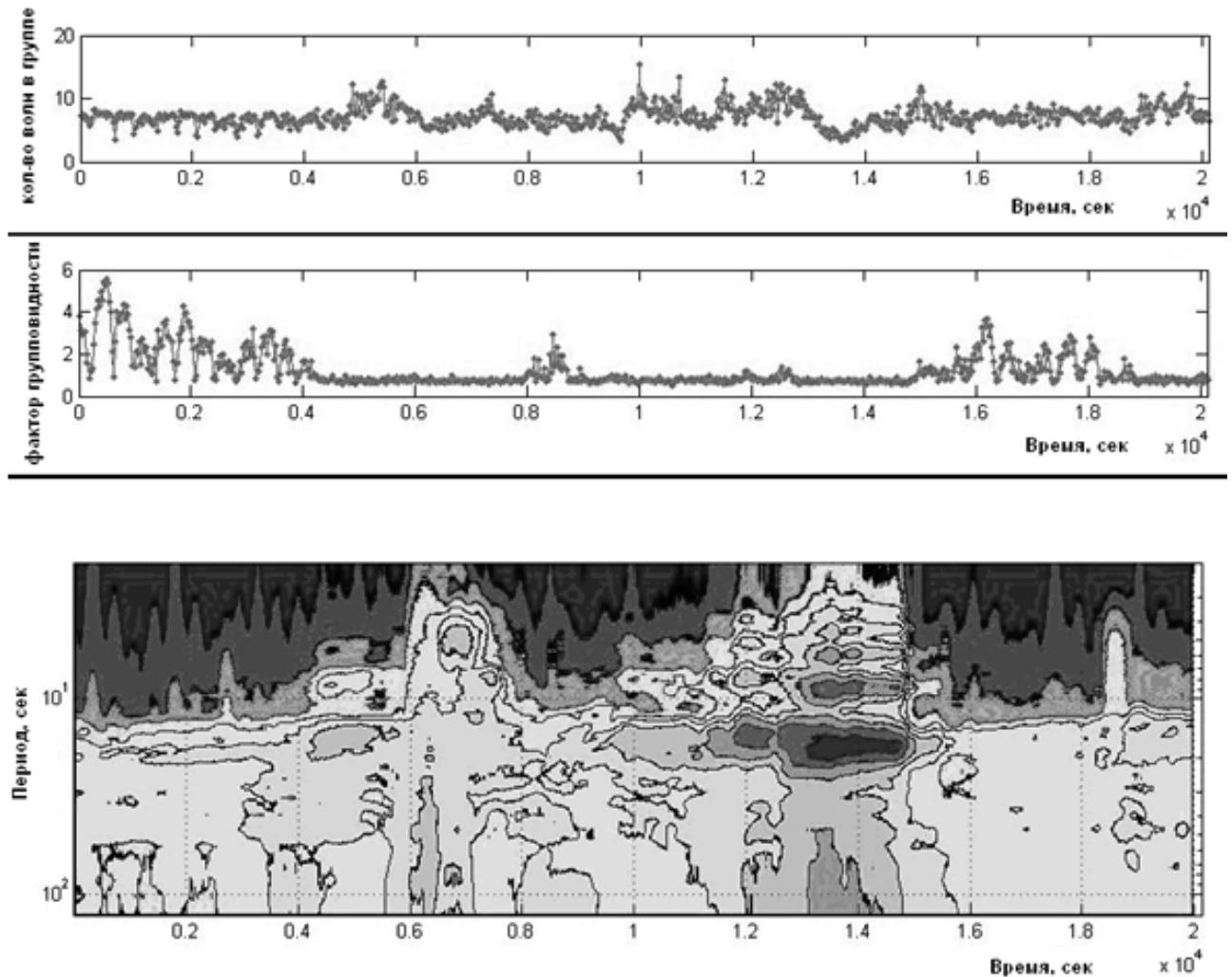


Рисунок 2.26: График зависимости количества волн в группе от времени, по записи

На (рис. 2.26) представлена оценка параметров NW и GF , хорошо видно, что в начале записи (18.02.2007–22.02.2007) количество волн в группе остается постоянным, в то время когда присутствует ледовый покров, при этом заметны высокие значения фактора групповидности и очень хорошо прослеживается групповая структура волнения в этот момент. Во время штормов групповая структура прослеживается хуже, разброс количества волн в группе резко увеличивается.

Основные выводы спектрального анализа натурных наблюдений в районе м.Острый в 2006-2008 году

Рассматривая полученные результаты обработки данных по эксперименту в районе м.Острый, было сделано несколько основных выводов: 1) Спектральная оценка записей, соответствующих покрытому льдом морю, показывает практически полное отсутствие энергии

в области ветровых волн, высокочастотной и низкочастотной зыби. Заметна только зыбь, образовавшаяся в Тихом океане, где нет стабильного ледяного покрова.

- 2) Ледовый покров не влияет на энергию в области инфрагравитационных волн.
- 3) Штормы в зимний период характеризуются большей энергией в области низкочастотной зыби (период 18-20 сек), чем в области среднечастотной (период 17-12 секунд), высокочастотной (7-11 сек) зыби и ветрового волнения. В летний период при шторме заметно более сильное увеличение ветровых волн и высокочастотной зыби.
- 4) В исследуемом районе часто проявляются волны с периодом 12-14 с., волны с периодом ниже этой границы, т.е. ветровые и высокочастотная зыбь имеют энергию существенно более низкую. Что связано, возможно, с присутствием мыса Острый, который и задерживает высокочастотное волнение.
- 5) На записях соответствующих волнению моря, покрытому льдом, отмечаются высокие значения фактора групповидности (волны хорошо формируют группы) а также среднее количество волн в группе почти не меняется.

2.5 Статистические характеристики

Уже отмечалось во введении, что в регистре [28] приводятся некоторые усредненные статистические характеристики ветрового волнения, такие как повторяемость различных высот и периодов волн, скоростей и направлений ветра, длительности штормов и окон погоды, высоты волн возможные 1 раз в 5, 10, 25, 50, 100 лет. Эти значения для юго-востока Сахалина рассчитаны по данным визуальных наблюдений со станции Стародубское (47024' с.ш., 142049' в.д.), а также по гидродинамической модели WAVEWATCH III, верифицированной по северным точкам, вблизи залива Одопту (580 06' с.ш., 1430 28' в.д.). Инструментальные данные, приводимые в настоящей работе, позволяют изучить распределения элементов волн для конкретных пунктов вблизи побережья Сахалин.

2.5.1 Распределения высот волн

В данной работе высота волны рассчитывалась как расстояние от подошвы волны до гребня (т.е. вторичные экстремумы в записи, не пересекающие среднюю волновую линию, не учитываются) [11]. Для анализа использовано три рассчитанные с учетом негидростатических эффектов записи волн вблизи оз. Изменчивое, семь вблизи п. Взорье, продолжительностью около 3 месяцев, каждая из которых насчитывает около 1 млн. волн и 10 записей вблизи

м. Острый продолжительностью 18 дней, каждая из которых содержит 200 тыс. волн. Для учета нестационарности процесса, как это принято в океанологии, запись разбивалась на квазистационарные участки продолжительностью 20 минут, по которым рассчитывался средний уровень и значительная высота волны, (как средняя высота 1/3 самых высоких волн). На рис. 2.27 показан пример временной изменчивости высот волн и значительной высоты волны в течение 2 часов 27 июля 2006 года на датчике вблизи м. Острый.

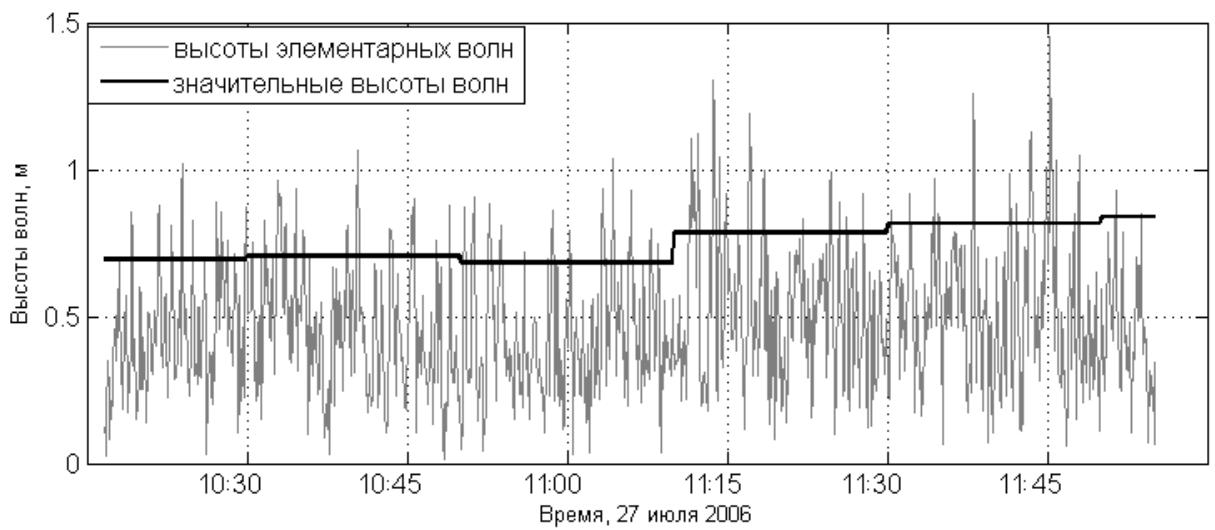


Рисунок 2.27: График изменчивости высот волн и значительной высоты волн, по данным полученным 27.07.2006 в районе м.Острый.

Как и следовало ожидать, высоты индивидуальных волн в записи могут превышать значительную высоту волны, в частности на рис. 2.27 в два раза, так что такие волны относятся к категории волн - убийц [36] [37]. Рис. 2.28 демонстрирует связь значительной высоты волны со скоростью ветра. К сожалению, мы не располагаем полем ветра в точке измерений и скорость ветра взята из данных наблюдений о фактической погоде, поступающих с наземной метеорологической станции, в наиболее близком доступном пункте г. Долинск, расположенным в 17 км от места экспериментальных наблюдений волнения. Пункт наблюдения погоды находится в глубине острова, на расстоянии 5 км от моря, поэтому сильной корреляции ожидать нельзя. Тем не менее, некоторая корреляция присутствует в определенные дни. Мы предполагаем в дальнейшем наладить синхронные измерения волн и ветра.

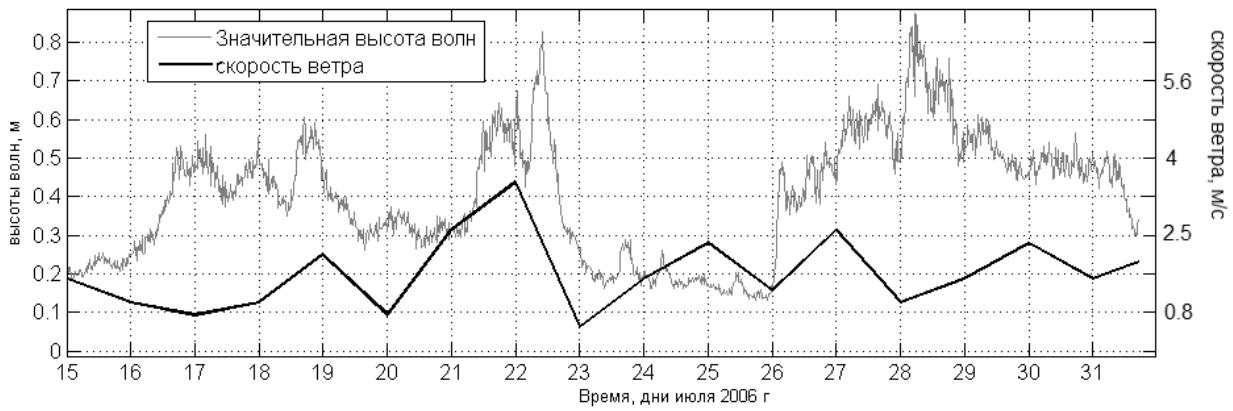


Рисунок 2.28: График высот значительных высот волн(серая линия), рассчитанных с использованием негидростатической поправки, по данным полученным вблизи м. Острый и скорость ветра (чёрная линия), по архивным данным полученным в ближайшем населенном пункте (Долинск)

Необходимо отметить, что значительная высота волны внутри одной группы датчиков, вообще говоря, не является одинаковой. На рис. 2.29 показаны рассчитанные плотности распределения значительных высот волн на датчиках вблизи озера Изменчивое, показанных на рис. 2.4. При этом расстояние между датчиками составляет 100 - 700 м. Видно, что слабое волнение весьма неоднородно и пики распределений на каждом датчике различаются. В то же время в случае умеренного волнения (значительная высота волны больше 0.6 м) волнение распределено более равномерно. На рис. 2.29 отмечается слабое проявление второго пика (0.5 м и 0.7 м), существенно слабее основного(0.15 м). Это можно объяснить тем, что режим волнения в рассматриваемом месте представляет собой суперпозицию двух различных компонент: локальный (прибрежный) режим волнения, возбуждаемого непосредственно в данном бассейне, и совокупность волновых составляющих, приходящих из открытого моря. Подобные типы распределений встречаются и в других работах, описывающих статистику волн в других морях [38].

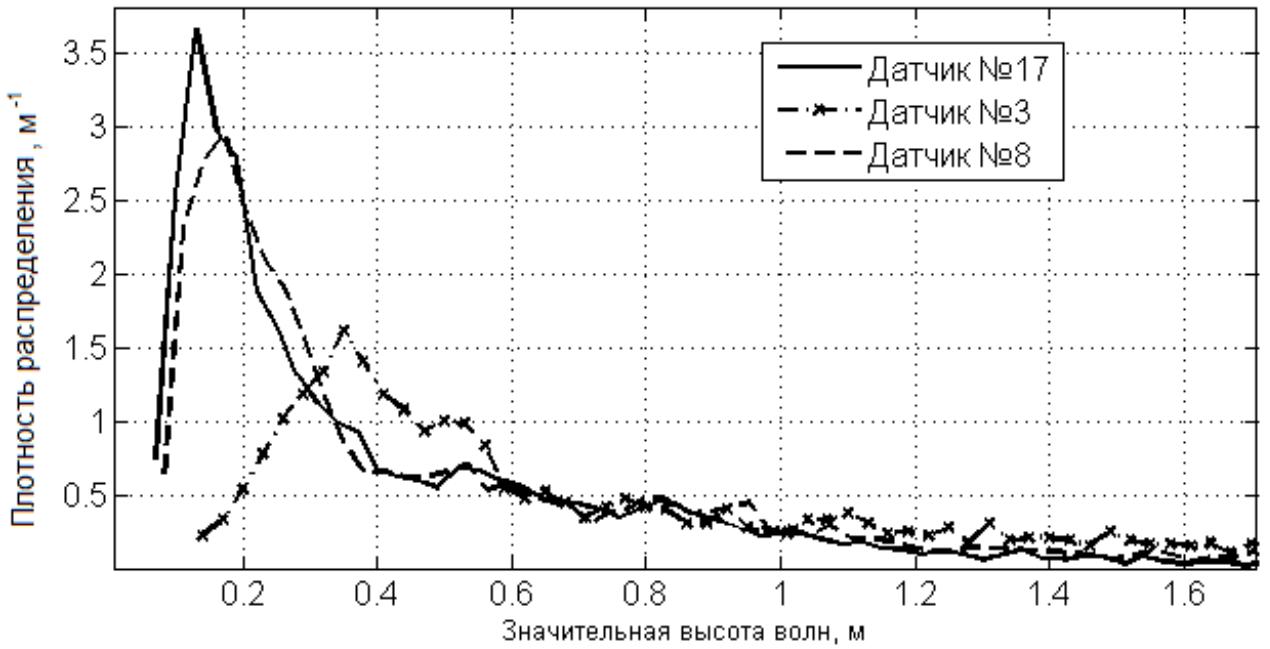


Рисунок 2.29: Плотность распределения вероятности значимых высот волн по записям, полученным в районе о. Изменчивое, содержащим около 1 млн. волн

Для получения распределений высот элементарных волн их высоты h нормировались на значительную высоту волны H_S в каждой двадцатиминутной выборке, а затем по полной записи рассчитывалось распределение высот волн $F(h/H_S)$. Экспериментальные распределения аппроксимировались распределением Вейбулла

$$F(h/H_S) = 1 - \exp \left[-b \left(\frac{h}{H_s} \right)^p \right] \quad (2.3)$$

с параметрами b и p . Они сравнивались с распределением Рэлея, справедливым для волн в открытом море [39]

$$F(h/H_S) = 1 - \exp \left[-2 \left(\frac{h}{H_s} \right)^2 \right], \quad (2.4)$$

распределением Форристолла [40]

$$F(h/H_S) = 1 - \exp \left[-2.26 \left(\frac{h}{H_s} \right)^{2.126} \right], \quad (2.5)$$

и распределением Глуховского для волн в море конечной глубины [41]

$$F(h) = 1 - \exp \left[-\frac{\pi}{4(1+n/\pi)} \left(\frac{h}{\bar{h}} \right)^{\frac{2}{1-n}} \right], \quad (2.6)$$

где $n = \bar{h}/D$, \bar{h} — средняя высота волн, и D — глубина. Методики оценок параметров распределений описаны в работах [42] [39] и использованы в настоящей работе. Подбор параметров распределений Вейбулла осуществлялся с помощью метода наименьших квадратов. Согласованность теоретических и эмпирического распределений оценивалась с помощью критерия Пирсона или критерия χ^2 , с уровнем значимости $\alpha = 0.01$. Это означает что На рис. 2.30 и 2.31 показаны рассчитанные распределения высот волн для датчиков вблизи оз. Изменчивое и п. Вzmорье и их аппроксимации. Экспериментальные данные аппроксимированы распределением Вейбулла (2.3) с $b = 1.989$ и $p = 2.216$ (оз. Изменчивое) и $b = 1.995$ и $p = 2.219$ (п. Вzmорье).

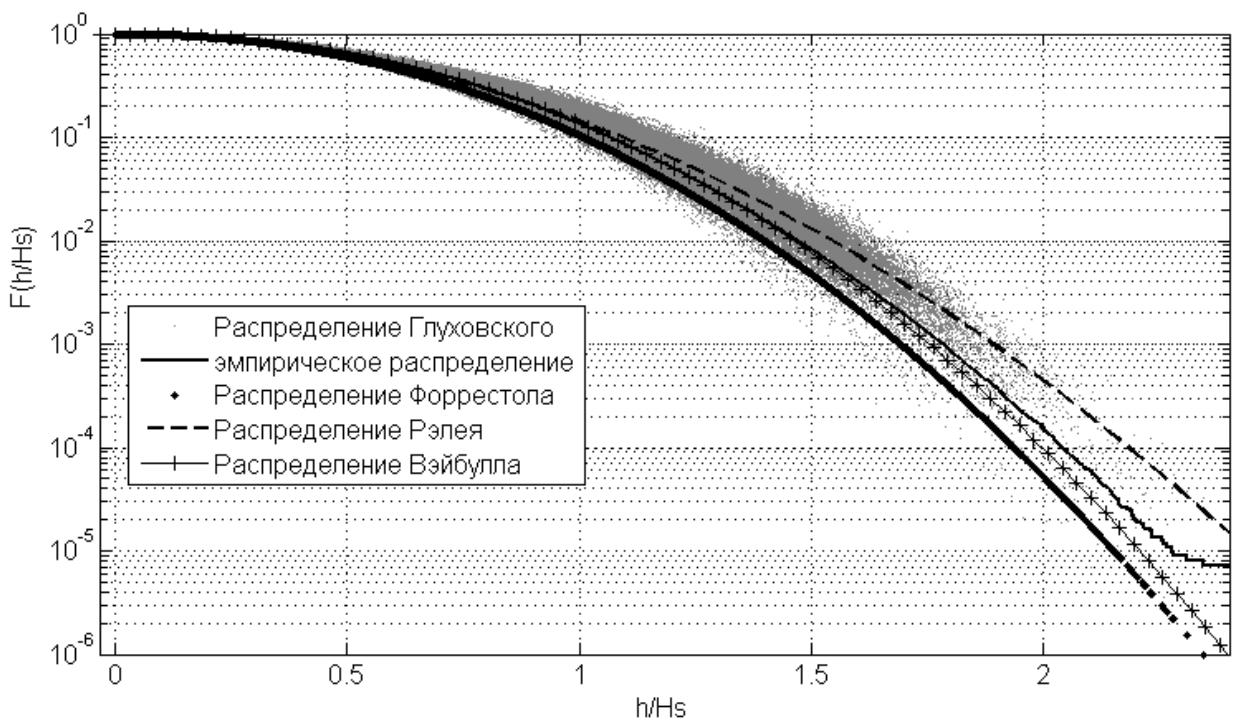


Рисунок 2.30: Функция распределения высот волн $F(h/H_S)$ по записи, полученной в районе оз. Изменчивое, содержащей 1.1 млн. волн

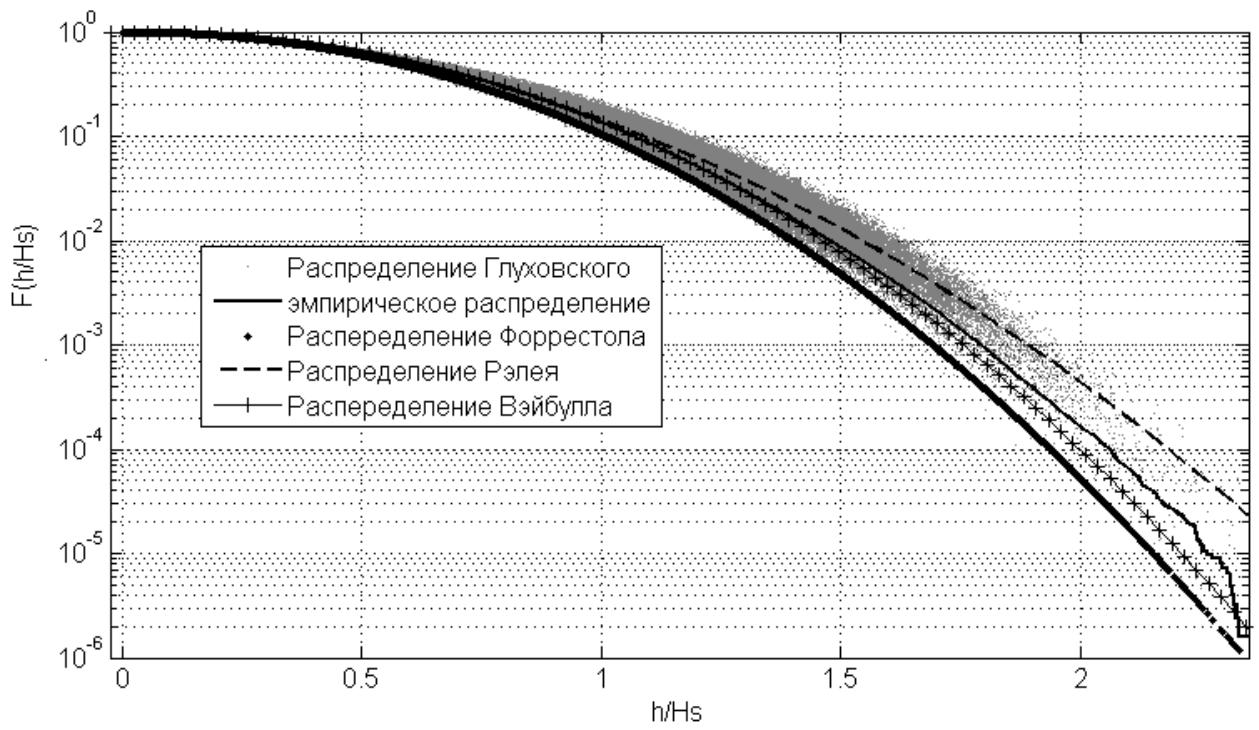


Рисунок 2.31: Функция распределения высот волн $F(h/H_S)$ по записи, полученной в районе оз. Вzmорье, содержащей 1 млн. волн

Как видно из рис. 2.30-2.31 распределение Рэлея недостаточно хорошо описывает хвосты функции распределения ($h/H_S > 1.5$), существенно завышая их. Распределения Фористола в целом хорошо описывает эмпирическое распределение (для $h/H_S < 2$), небольшое расхождение присутствует только в области хвостов, соответствующих вероятности появления волн-убийц. Форма распределения Глуховского зависит от средней высоты волны, поэтому на рис. 2.30 представлено семейство кривых соответствующих различным режимам погоды. Видно что разнообразие формы распределений при этом достаточно широко, поэтому для оценки распределений высот волн образовавшихся образовавшихся при различных режимах волнении, распределение Глуховского не очень подходит. Наиболее же близко эмпирическое распределение высот волн на юго-восточном побережье о.Сахалин аппроксимирует распределение Вэйбулла (2.3) с параметрами $b = 1.99$ и $p = 2.216$. При значениях $h/H_S > 2.3$ начинаются существенные отклонения рассмотренных теоретических распределений от эмпирического. Исследование функций распределения экстремальных волн является самостоятельной задачей, важной для понимания природы волн-убийц. Здесь необходимо вернуться к проблеме пересчета колебаний давления в поле смещений уровня воды, так как линейной теории недостаточно для таких больших волн. Такие исследования предполагается выполнить в дальнейшем.

2.5.2 Период волн

Периодом волн будем называть временную дистанцию, между пересечениями неподвижной точки двумя последовательными гребнями [43]. Существует также метод подсчета периода волн, как времени между последовательными пересечениями нулевого уровня снизу вверх, но подобный метод подсчета связан с большей погрешностью при подсчете, поскольку линию пересечения нулевого уровня необходимо рассчитывать интерполяционными методами.

В работах [39], [42] (ссылка на давидана) показано, что период ветровых волн и зыби, состоящей из одной волновой системы, хорошо описывается законом Вейбулла с параметром формы $k = 3$

$$F(\tau) = \exp\left(-A(\tau/\bar{\tau})^k\right), \quad A = \Gamma^k\left(\frac{1}{k} + 1\right) \quad (2.7)$$

В работе показано [39], что распределение справедливо независимо от способа определения периодов волн по волнограмме: по вершинам, подошвам или по пересечению средней волновой линии.

Такая аппроксимация относится к ветровым волнам и зыби; если волновое поле состоит из нескольких систем волн с различными средними периодами, то $F(\tau)$ аппроксимируется суммой двух или трех (в зависимости от количества волновых систем) распределений Вейбулла. Смешанное распределение можно записать в виде

$$F(\tau) = a_1 F(\tau_1) + a_2 F(\tau_2) + a_3 F(\tau_3), \quad (2.8)$$

где a_i – весовые множители (такие что $\sum a_i = 1$), показывающие вклад каждой волновой системы в распределение $F(\tau)$ [39].

На рис. 2.32 и 2.33 представлены характерные графики плотностей распределения периодов волн, построенных на основе натурных наблюдений волнения.

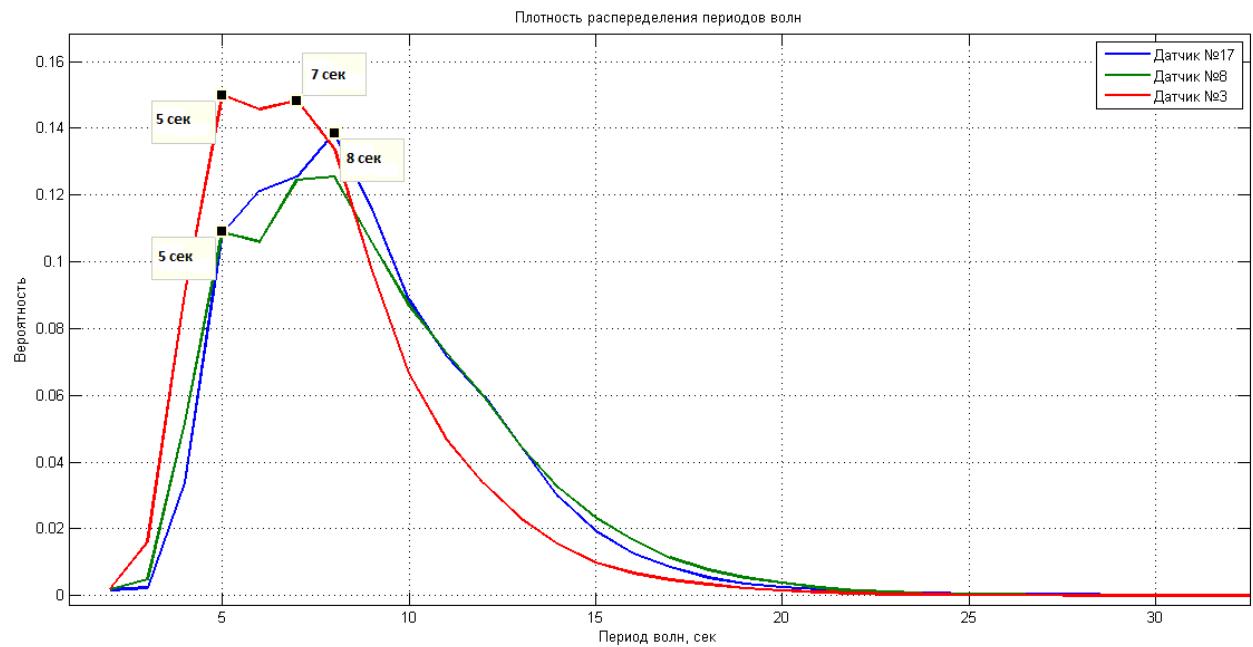


Рисунок 2.32: Плотность распределения вероятностей периодов волн для записей, полученных вблизи оз. Изменчивое 2007 г.

По рис. 2.32 видно, что наиболее вероятный период волн, на всех трех приведенных реализациях, составляет 8 с. Отличие заметно на записи с датчика №3, который расположен ближе остальных к берегу, график демонстрирует, что там больше встречаемость волн с меньшими периодами, что связано с трансформацией волнения при подходе к берегу.

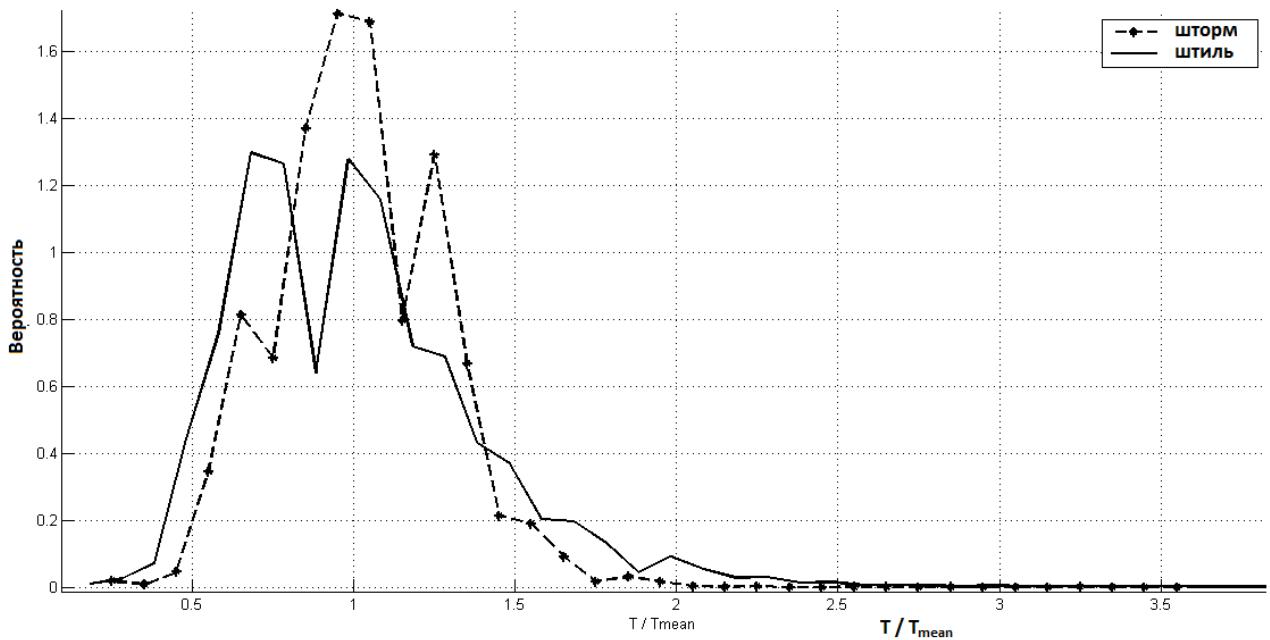


Рисунок 2.33: Плотность распределения периодов волн при различных режимах волнения по датчику №17, расположенному в районе оз.Изменчивое.

На рис. 2.33 представлены маргинальные распределения относительных периодов волн $F(\tau/\bar{\tau})$ при различных режимах волнения - шторм и спокойная погода. Видно что распределения сильно не похожи друг на друга, при различных режимах волнения. Этим распределение периодов волн очень сильно отличается от распределений относительных высот волн $F(h/H_S)$.

Возможно поэтому оказалось очень трудно аппроксимировать большие ансамбли натуральных данных с помощью теоретических распределений (2.8) (2.7).

2.5.3 Сравнительная оценка пространственного распределения статистических характеристик

Ниже приведены некоторые статистические параметры, рассчитанные по данным натуральных наблюдений:

Таблица 2.1: Статистические характеристики рассчитанные по записям полученным в районе оз. Изменчивое и м.Острый

Место по-становки и номер датчика	Глубина постановки	Наиболее вероятная высота волны	Наиболее вероятный период волн	Распределение значимой высоты волн	Средняя высота волны	Средняя значимая высота волны
Изменчивое 17	14 метров	10 см	Основной пик 8 сек, очень слабый 5 сек	14 см, слабые пики на 86 см, 58 см	30 см	45 см
Изменчивое 3	15 метров	21 см	Два пика 5 сек и 7 сек	34 см, слабые пики на 212 см	79 см	120 см
Изменчивое 8	12 метров	10 см	Основной пик 8 сек, более слабый 5 сек	18 см, слабые пики на 86 см, 50 см	35 см	58 см
М.Острый 2	16 метров	14 см	Двухпиковая структура 6 и 8 сек	Трехпиковое 26 см 19 см, 30 см, 47 см	26 см	39 см
М.Острый 13	20.7 метров	14 см	Двухпиковая структура 6 и 9 сек	Трехпиковое 19 см, 30 см, 45 см	23 см	35 см
М.Острый 5	15.7 метров	12 см	Двухпиковая структура 5 и 8 сек	Трехпиковое 20 см, 32 см, 48 см	25 см	38 см
продолжение следует						

(продолжение)

М.Острый 4	17.1 метров	12 см	Двухпиковая структура 6 и 8 сек	Трехпиковое 18 см, 28 см, 46 см	25 см	38 см
М.Острый 3	29.1 метров	12 см	Двухпиковая структура 6 и 9 сек	Четырехпиковое 20 см, 32 см, 42 см, 48 см	26 см	39 см
Взморье 24	11.7 м	13 см	5 и 7 двухпиковое	20 см однопиковое	37 см	56 см
Взморье 34	11,7 м	15 см	5см и 7см двухпико-вое	21 см однопиковое	37 см	56 см
Взморье 38	10 м	15 см	5см и 7см двухпико-вое	20 см однопиковое	37 см	57 см
Взморье 22	30 метров	19 см	7 сек	31см однопиковое	50 см	77см
Взморье 37	8.8 м	7 см	7 секунд, на 5 очень слабый пик	8 см и слабый пик на 17 см	13 см	20см

Данная таблица дает представления только о пространственной изменчивости статистических характеристик. Как видно из этой таблицы а также из рисунка 8 наибольшие волны в районе оз.Изменчивое регистрируются на датчике расположеннном ближе всего к берегу(400 метров от берега) в то время как на датчике, удаленном от берега на расстояние 900 м и стоящем на примерно такой же глубине 14 метров, наблюдаемые высоты волн меньше более чем в два раза. Возможно, это связано с тем, что точка, где стоял этот прибор, попала в область фокусировки волн. Статистические параметры высот и периодов в районе м.Острый остаются примерно одинаковыми на всех записях. Наиболее частые периоды волн для всех регионов одни и те же, и составляют 5-6 секунд и 8-9 секунд.

В районе поселка Взморье наиболее частые периоды волны составляют 5 и 7 секунд, причем пик 7 секунд является доминирующим в регионе, поскольку 5 секундный пик на

некоторых датчиках, проявляется слабо на графике плотности распределения периодов. Также в этом районе очень сильный разброс высот волн, так на датчике удаленном от берега на расстояние более 1 км средняя значимая высота составляет 77 см, в то время как на датчике N37 значимая высота волны составляет 20 см. Это может быть обусловлено тем, что датчик расположен достаточно близко к мысу, который закрывает его высоких волн.

Можно сделать вывод, что высоты волн очень сильно зависят от пространственного расположения датчика, близости к берегу, защищенности мысом, зон фокусировки и т.д., даже больше чем от глубины постановки датчика.

2.6 Характеристики ветрового волнения

Сотрудниками ИМГиГ и НГТУ в июне-сентябре 2008 года были установлены автономные регистраторы волнения и уровня в населенных пунктах от Гонозаводска на юге до Бошняково на севере (рис. 2.34) на глубинах от 2 до 7 метров. Постановка датчиков придонного гидростатического давления осуществлялась преимущественно без использования плавсредств. Приборы опускались со стенок ковшей портпунктов, и закреплялись на береговом крае камнем. Аппаратура была снята в конце сентября – начале октября того же года. По окончанию измерений выяснилось, что из-за заводского брака не работали два датчика в Тельновске и один из двух в Шахтерске, с перебоями работали приборы в Чехове и Красногорске, здесь была получена только часть данных. А прибор, установленный в Томари не был обнаружен. Тем не менее, на большинстве станций был получен качественный материал наблюдений продолжительностью около 4 месяцев.

Одновременно с регистрацией волнения, велись наблюдения за атмосферными параметрами, для этого были установлены 2 автоматические цифровые метеостанции WS-200 в Шахтерске и в Горнозаводске. В результате получены 4-месячные ряды значений приземного атмосферного давления и векторов скорости ветра с дискретностью 1 минута.



Рисунок 2.34: Схема расположения регистраторов волнения и уровня у западного побережья о.Сахалин. Кружками показано положение автономных цифровых метеостанций, а треугольниками метеостанций.

Полученные материалы наблюдений были подвергнуты обработке. Данные натурных наблюдений калибровались и приводились к высоте уровенной поверхности, после чего были очищены от прилива и проанализированы на предмет наличия выбросов. Резкие выбросы (их было не много, ни на одном приборе их число не превышало 0,5%), связанные, по-видимому, с механическим воздействием на корпус прибора, корректировались путем интерполяции по соседним значениям.

Необычно спокойные погодные условия над Татарским проливом Японского моря были отмечены в летний период, а также и в сентябре 2008 года, что в известной мере осложнило анализ материалов экспериментальных измерений. Практически идентичная картина со слабыми непериодическими вариациями уровня отмечена на всем протяженном участке

побережья от Горнозаводска до Бошняково. Можно отметить лишь несколько случаев интенсификации длинноволновых процессов, наиболее выраженных 18-19 июня, 6-7 августа и 3-4 сентября. Причем интенсивность колебаний несколько различалась на различных участках побережья, но не превышала 50 см. Так, 18-10 июня наибольшие амплитуды волн отмечены на севере (Бошняково, Шахтерск), в южном направлении их величина плавно уменьшалась. Для ситуации 6-7 августа была характерна обратная картина, в начале сентября максимум интенсивности наблюдался в центральной части района, в пос. Ильинский. Наиболее активное волнение было в июне здесь наблюдалось в июне и отмечалось большее количество штормов, по сравнению с другими месяцами.

Расчет характеристик волнения (максимальной высоты, периода спектрального максимума волнения) производился с помощью программы представленной [34], расчет выполнялся для последовательных интервалов времени продолжительностью 15 минут. Это позволило изучить динамику спектральных характеристик ветрового волнения.

Наличие синхронных записей ветрового волнения моря, а также скорости и направления ветра в Шахтерске и Горнозаводске позволило проследить связь этих параметров. При этом важно отметить, что датчик в Шахтерске был установлен с внешней стороны портового ковша, рядом со стенкой, и был открыт для ветровых волн. В Горнозаводске ситуация была обратная – прибор был установлен внутри достаточно хорошо защищенного ковша, и испытывал влияние только ослабленного волнения.

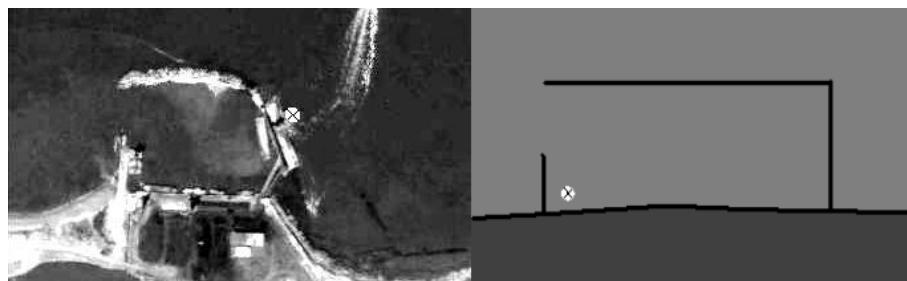


Рисунок 2.35: Расположение регистраторов волнения в порту Шахтерска(слева) и ковше Горнозаводска(справа)

Были проанализированы данные за июнь 2008 г. - период времени, характеризующийся наибольшим разнообразием волновых режимов. Изучалась эволюция во времени двух характеристик: значимая высота волны и период спектрального максимума.

На рис. 2.36 отчетливо видно, что усиление ветра сразу сказывается на изменении характеристики волнения. Особенно это проявляется в случае сильного ветра 12 июня. Резко увеличивается значимая высота волны - более чем в два раза (с 0.8 до 2 метров). Так же происходит пере-

распределение энергии из области сравнительно высокочастотного в область низкочастотного ветрового волнения (5-6 с), при высоких скоростях ветра максимум энергии сосредоточен в этом диапазоне. Аналогичные эффекты отмечены и при анализе других случаев усиления ветра в районе п. Шахтерск.

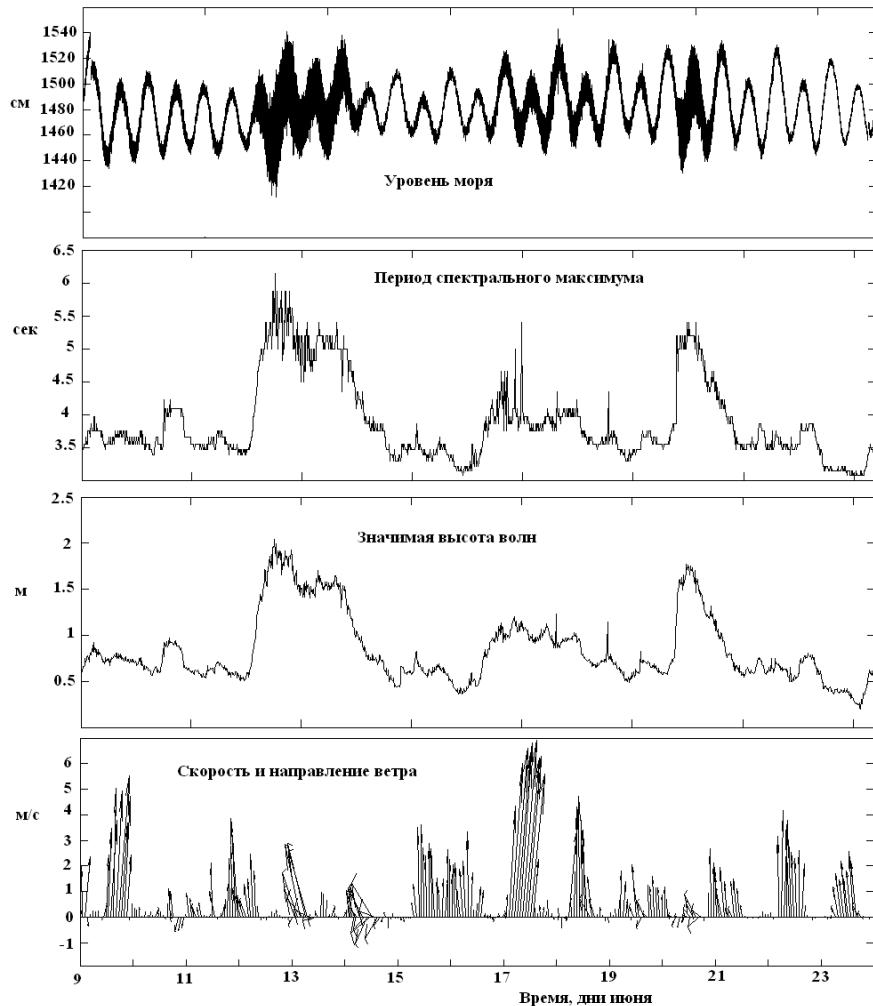


Рисунок 2.36: Изменение характеристик волнения в июне 2008 г. (п. Шахтерск).

На записи датчика, установленного вблизи п. Горнозаводск, характер волнения несколько иной. Изменение силы ветра мало сказывается на состоянии волнения, происходит это благодаря расположению датчика внутри ковша. Искусственная преграда защищает ковш от проникновения короткопериодных ветровых волн. Поэтому совершенно иные значения имеет период спектрального максимума, среднее значение которого составляет 8 сек, что соответствует диапазону зыби. В п. Шахтерск средний период спектрального максимума равен 3.7 сек, что отвечает диапазону ветрового волнения, обычно преобладающего на акватории Татарского пролива

Значимая высота волн внутри ковша на порядок ниже полученной с внешней стороны – в п. Горнозаводск она не превышала 20 см, в то время как в п. Шахтерск достигала 2 м. Таким

образом, можно сделать вывод о том, что ветровое волнение оказывает слабое влияние на динамические процессы внутри ковша.

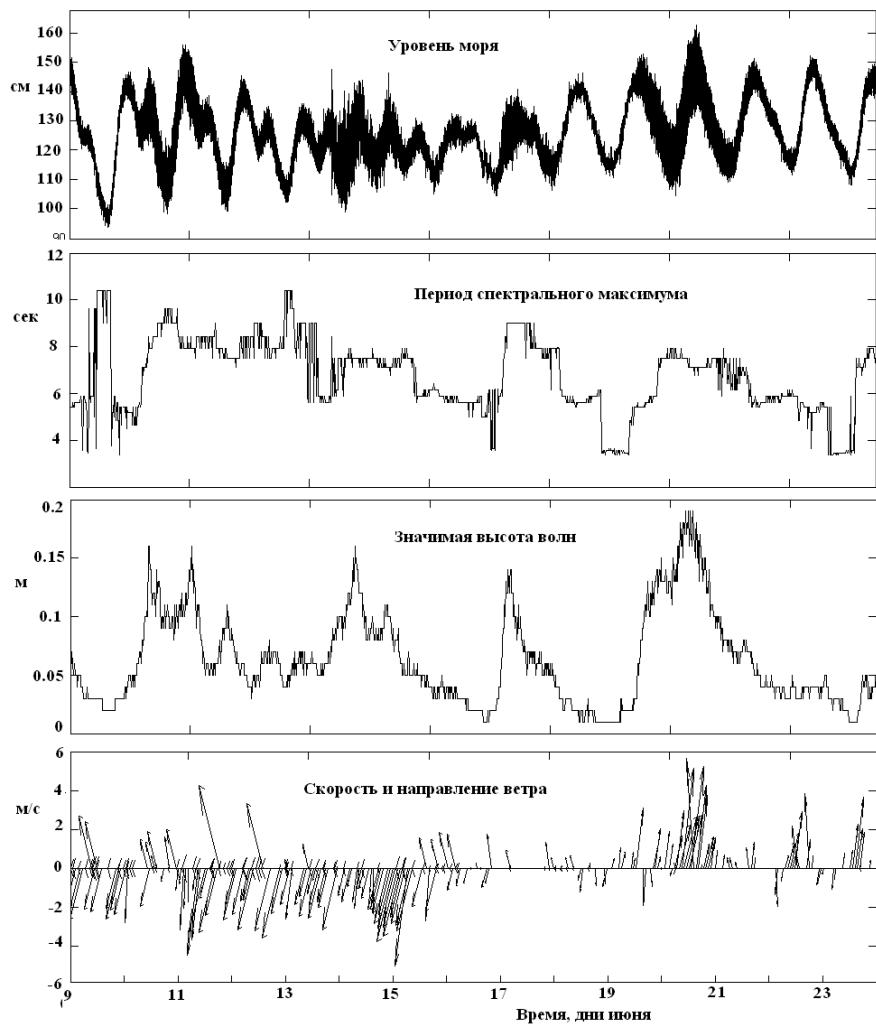


Рисунок 2.37: Изменение характеристик волнения в июне 2008 г. (п. Горнозаводск).

Рассмотрим подробнее особенности резонансных колебаний в ковше. Для этого проанализируем СВАН-диаграмму, вычисленную по записи волнения, сделанной в г. Углегорск, порт которого имеет четкую прямоугольную форму и поэтому для него легко оцениваются периоды собственных мод. Ковш в г. Углегорск, также как и в п. Горнозаводск, достаточно хорошо защищен от проникновения высокочастотных ветровых волн и на его акватории преобладают более низкочастотные волны.

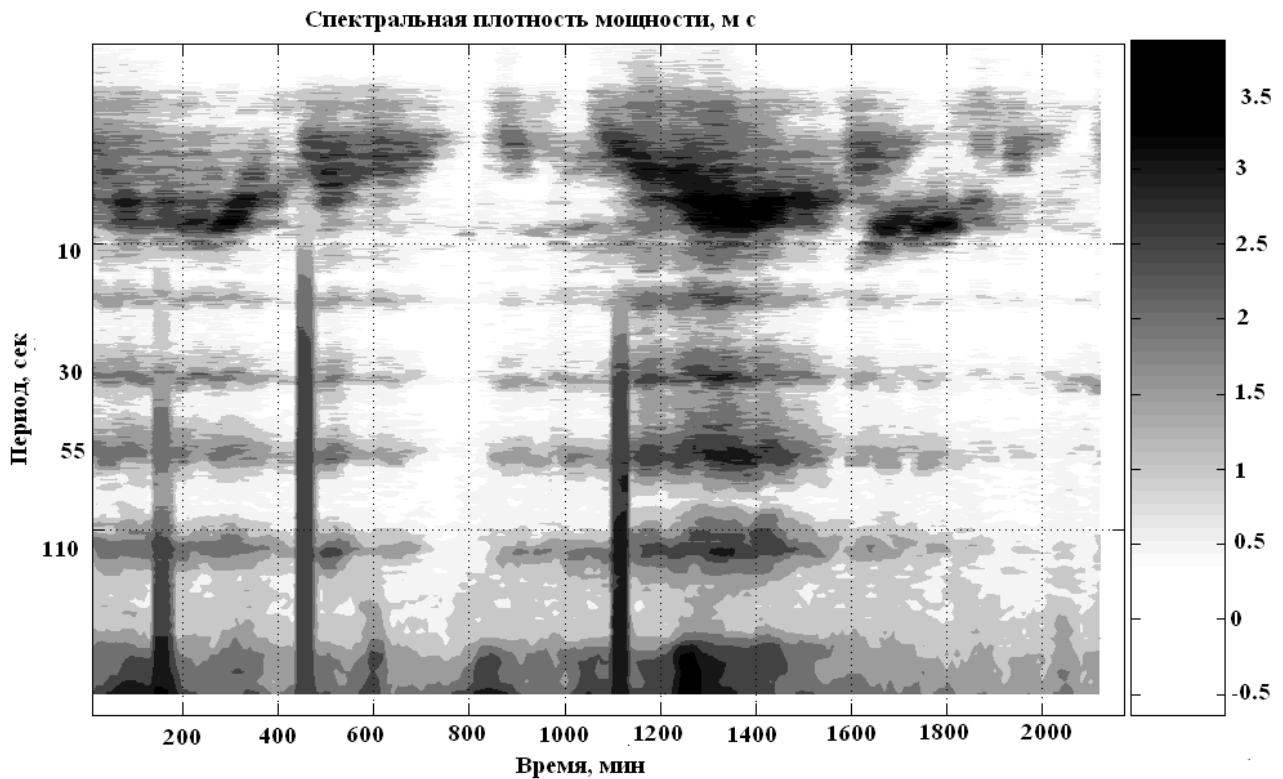


Рисунок 2.38: Текущий спектр, рассчитанный по записи волнения, сделанной в г. Углегорск.

Наиболее характерной особенностью текущего спектра является наличие четырех горизонтальных линий с более высокими значениями спектральной амплитуды, которые вероятно, отвечают резонансным модам бассейна. Выделяются максимумы с периодами около 105, 50, 30 и 15 с. Средняя скорость длинных волн на акватории порта составляет около 5 м/с, таким образом, эти периоды неплохо согласуются с оценками периодов одно-и двухузловых продольной и поперечной сейш гавани. Значения выделенных периодов не зависят от исследуемого временного интервала, на протяжении четырех месяцев непрерывных наблюдений они оставались одинаковыми.

Подобная картина характерна для всех портов, в которых проводилась регистрация волнений, разница лишь в значениях выделенных характерных периодов: период нулевой моды меняется для различных портов от 70 (п. Босняково) до 105 с (г. Углегорск) Эти колебания напрямую связаны с явлением тягуна - периодическими движениями воды в портах, бухтах и гаванях, вызывающими циклические перемещения стоящих у причалов судов. Это существенно затрудняет эксплуатацию их в портах, особенно в процессе погрузки-разгрузки (Гидрометеорология..., 2003).

Заключение

В результате экспериментальных исследований, выполненных на западном побережье о. Сахалин, изучены особенности волнового режима на акваториях портов основных населен-

ных пунктов (за исключением п. Александровск-Сахалинский). Показано, что ковши большинства портпунктов на побережье Татарского пролива хорошо защищены от ветрового волнения. При этом значимая высота волн внутри порта на порядок меньше по сравнению с внешней акваторией. Происходит также смещение частоты спектрального максимума в низкочастотную область.

Анализ спектрально-временных характеристик показал, что ветровое волнение способно индуцировать резонансные колебания в бухте, что выражается в появлении сейшевых колебаний, с различными характерными периодами, например для г. Углегорск период нулевой моды 105 с, для п. Бощняково - 70 с.

Анализ результатов натурных экспериментов позволил сделать вывод о том, что наибольшую опасность для находящихся в ковшах судов может представлять явление тягуна, связанное с одно- и двухузловыми продольными и поперечными сейшами гаваней. Необходимо также отметить, что тягун проявляется, как правило, при увеличении интенсивности волнения на внешней акватории.

2.7 Аномально-большие волны

2.7.1 Соответствие с натурным экспериментом

Для примера, возьмем записи аномально-больших волн, полученных Специальным конструкторским бюро средств автоматизации морских исследований ДВО РАН в 2009 году у южных берегов острова Сахалин (залив Анива) на мысах залива (мыс Анива) (рис. 2.39) [24]. Измерения проводились с помощью автономных донных регистраторов гидростатического давления [29]. Дискретность измерений 1 секунда, а глубина постановки прибора на мысу Анива 12 м.



Рисунок 2.39: Местоположение измерителя волнения в заливе Анива.

Датчик придонного давления регистрирует период и фазу поверхности волны без изменения, а профиль волны — с некоторыми искажениями, вследствие селективности процесса затухания волн с глубиной (чем меньше длина волны, тем быстрее она затухает). Для коррекции подобных искажений, смещение поверхности восстанавливается с использованием поправочных коэффициентов, выведенных на основе линейной теории волн [9], [11] и подробно рассмотренных в разделе ??.

Рассмотрим две записи волны-убийцы, представленных на рис. 2.40 и рис. 2.41.

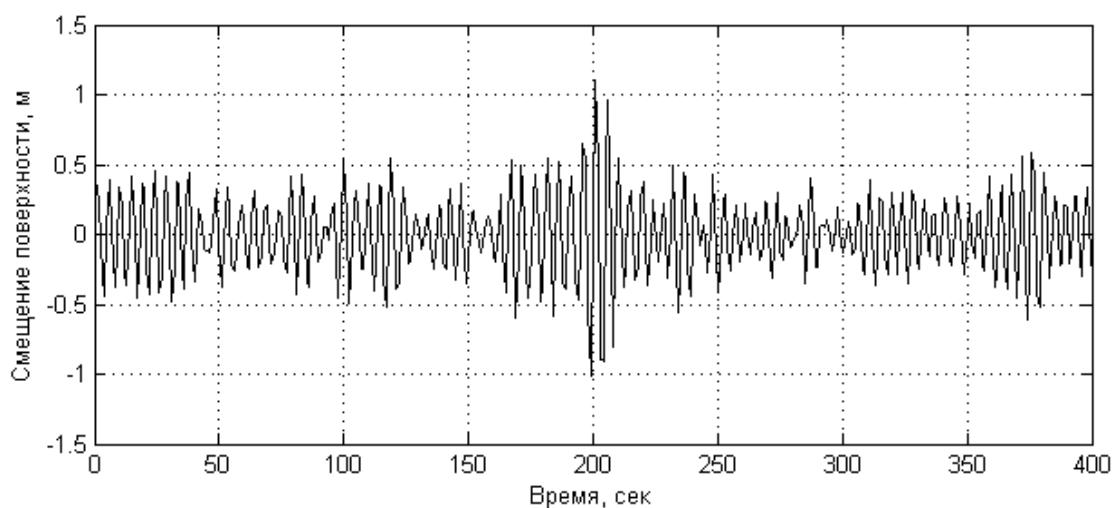


Рисунок 2.40: Волнограмма с записью волны-убийцы высотой 2.2 метра и превышением значительной высоты волн в 2.42 раза зарегистрирована 19 июля 2009 года в района м.Анива.

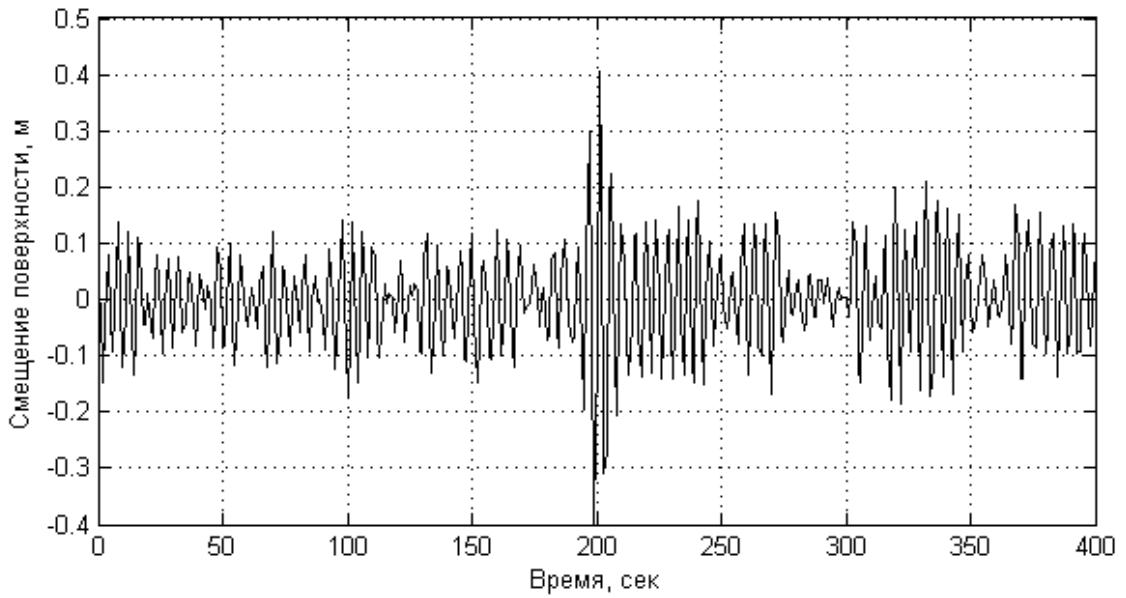


Рисунок 2.41: Волнограмма волны-убийцы высотой 80 см и превышением значительной высоты волн в 2.54 раза, зарегистрирована 24 июля 2009 года в районе м.Анива.

Первая волна имеет высоту 80 см, а коэффициент $\nu = \frac{H_{max}}{H_S} = 2.54$, вторая волна 2.2 метра и $\nu = 2.42$ соответственно. Как видно по волнограммам, эти волны являются хорошо выраженными волнами-убийцами. Однако по временной записи колебаний, трудно качественно оценить пространственные характеристики волнения и сравнить их с результатами численного моделирования. Такие характеристики качественно возможно оценить лишь по профилю волнения. В связи с этим возникает задача восстановления профиля взволнованной поверхности по волнограммам, полученным в одной точке. Решить эту задачу при наличии данных только в одной точке можно лишь в предположении о том, что все волны распространяются в одном направлении.

Основываясь на предположении о том что, если энергия Е заключена в диапазоне $S(k)dk$, то столько же энергии будет заключено в диапазоне $S(\omega)d\omega$, при условии, что dk соответствует $d\omega$ на дисперсионной кривой $\omega(k)$, можно вывести связь пространственного $S(k)$ и временного $S(\omega)$ энергетических спектров:

$$S(k) = \frac{S(\omega)}{c_g r(\omega)} \quad (2.9)$$

где $r(\omega)$ – групповая скорость волн, k – волновое число, связанное с частотой волны ω дисперсионным соотношением

$$\omega(k) = \sqrt{gkth(kD)} \quad (2.10)$$

здесь g – ускорение силы тяжести, D – глубина моря. В результате, можно восстановить профиль волны по записи волнограммы, но используя случайные фазы. При этом полученный профиль корректно будет использовать лишь для анализа в рамках случайных процессов.

Таким образом, подобная процедура позволит провести сравнительный статистический анализ данных натурных и численных экспериментов, на основе сравнения их геометрических характеристик.

В соответствие с описанной процедурой по временной записи смещения поверхности моря построим два профиля волнения, один из которых содержит волну-убийцу, а другой в соседние моменты времени до появления аномального события.

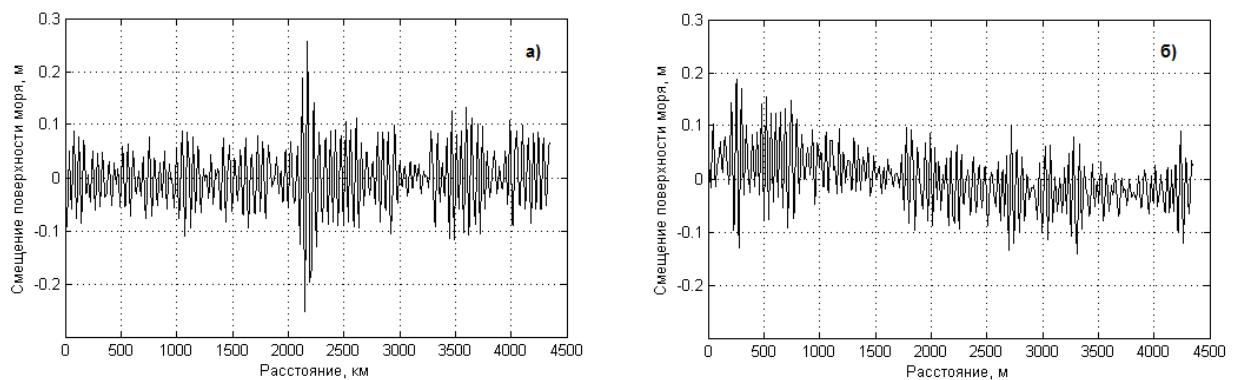


Рисунок 2.42: Профиль поверхности моря, рассчитанный а) по волнограмме, содержащей волну-убийцу б) по волнограмме в соседние моменты времени.

По построенным профилям рассчитывалась концентрация геометрических характеристик, описанные выше: длина волн, высота волн, крутизна и кривизна.

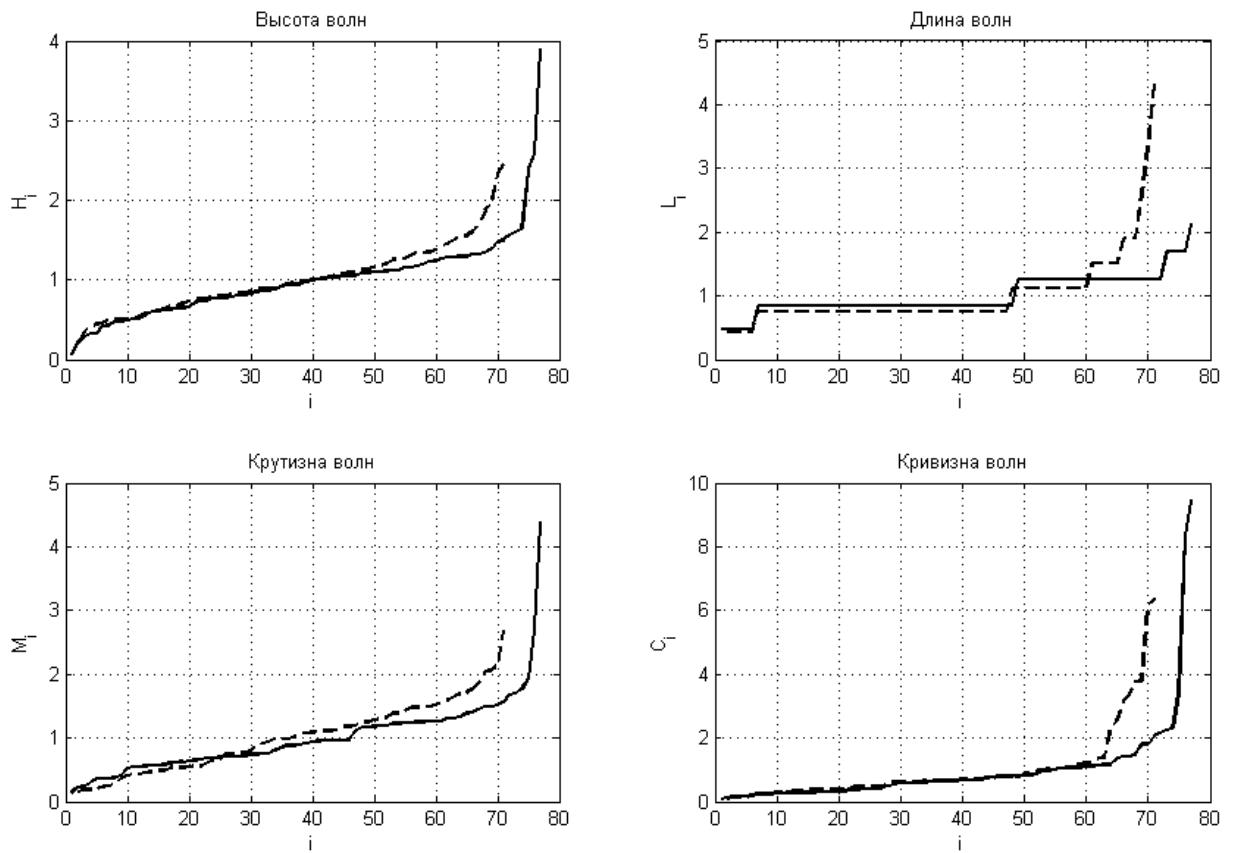


Рисунок 2.43: Концентрация геометрических характеристик для волнограммы, содержащей волну-убийцу (сплошная линия) и волнограммы, полученной в соседние моменты времени (пунктирная линия).

Как видно из рис. 2.43 процессы концентрации характеристик в момент появления волны-убийцы также характерны и для волн, наблюдаемых в открытом море.

Стоит отметить, что расчеты концентрации характеристик по натурным данным имеют на порядок меньшую точность, чем рассчитанные по результатам решения полнонелинейных уравнений ввиду существенных ограничений накладываемых, методом измерения. Однако даже эти данные подтверждают сильную концентрацию всех рассматриваемых геометрических параметров, кроме длины волны. Такое отличие, вероятно связано с недостаточной частотой дискретизации используемого регистратора волнения.

Для выявления характеристик, которые имеют наибольшую концентрацию в момент образования волны-убийцы и наиболее чувствительны к ее появлению, на основе данных натурных наблюдений необходимы дальнейшие исследования.

2.8 Заключение

Глава 3

Численные эксперименты по моделированию нелинейных волновых движений и аномальных волн

3.1 Введение

Распространенным методом измерения морских волн является использование измерителей давления под водой или на морском дне. В частности, так работает американская система буев DART, предназначенная для регистрации цунами в открытом океане [44]. Волны цунами являются достаточно длинными, так что вызываемое ими давление определяется известными формулами гидростатики. Учитывая к тому же, что такие буи установлены на больших глубинах, где ветровые волны уже не чувствуются, то задача восстановления смещения морской поверхности по вариациям придонного давления не вызывает особых затруднений. Если же датчики давления используются в мелком море, или при относительно небольшом погружении в воду, то они регистрируют колебания давления, связанные с волнами зыби и ветровыми волнами. Эти волны уже не являются длинными, так что давление в них не описывается гидростатической формулой. Такая ситуация, в частности, реализуется в условиях Охотского моря, где Институтом морской геологии и геофизики ДВО РАН [29] и Специальным конструкторским бюро средств автоматизации морских исследований [20] развернута система донных датчиков на глубинах от 10 до 20 м.

Восстановление колебаний морской поверхности, в частности волн зыби и ветровых волн, по данным регистраторов давления в общем случае является непростой задачей. Наиболее популярна в инженерной практике линейная теория волн на воде, определяющая связь меж-

ду колебаниями придонного давления и морской поверхности [45] [9] [46] [47] [11]. Однако измерения показывают, что ошибка в предсказаниях параметров ветровых волн по данным регистраторов давления может достигать почти 20% [48]. Имеющаяся разница обусловлена влиянием нелинейности морских волн, которая не учитывается в рамках линейной теории потенциального движения жидкости. Совсем недавно начались исследования этой проблемы с позиций полнонелинейной потенциальной теории волн на воде [49] [50] [51] [52] [53] [54]. Получаемые здесь уравнения представляют собой интегральные уравнения, весьма громоздкие и трудные для практического использования. Начаты также экспериментальные исследования связи между полем давления и морскими волнами в лотке [53].

В данной главе исследуется связь колебаний морской поверхности и придонного давления в рамках численного решения уравнения Эйлера и а также в рамках слабо дисперсионных обобщений нелинейно теории мелкой воды.

Также в настоящей работе решается задача восстановления колебаний морской поверхности по данным регистратора давления решается в рамках слабо дисперсионных обобщений нелинейно теории мелкой воды в [12] [16] [14] [15]. Во втором параграфе приводятся основные уравнения модели Железняка–Пелиновского и выражение для давления в толще воды. В третьем параграфе описывается методика восстановления колебаний уровня моря по данным донных регистраторов. В четвертом параграфе даны результаты расчетов для условий Охотского моря. Полученные результаты суммированы в Заключении.

3.2 Уравнения в конформных переменных с конечным дном

Рассмотрим нестационарное течение идеальной жидкости со свободной поверхностью в бассейне конечной глубины.

Пусть идеальная несжимаемая жидкость занимает область в плоскости (x, y) , ограниченную свободной поверхностью

$$-\bar{h} < y < \eta(x, t),$$

$$-\infty < x < \infty, \quad t > 0.$$

Также будем считать движение жидкости потенциальным, тогда:

$$v(x, y, t) = \nabla \Phi(x, y, t),$$

где $v(x, y, t)$ — поле скоростей в двумерной плоскости, $\Phi(x, y, t)$ — потенциал скоростей. Как следует из условия несжимаемости жидкости $\operatorname{div} v = 0$, потенциал скоростей удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta \Phi(x, y, t) = 0.$$

С этим уравнением связываются следующие граничные и начальные условия:

$$\begin{aligned} &(\eta_t + \Phi_x \eta_x - \Phi_y)|_{y=\eta(x,t)} = 0, \\ &\left(\Phi_t + \frac{1}{2}|\nabla \Phi|^2 + gy\right)|_{y=\eta(x,t)} = 0, \\ &\Phi_y|_{y=-h} = 0, \eta|_{t=0} = \eta_0(x), \\ &\Phi|_{t=0} = \Phi_0(x, y). \end{aligned}$$

Здесь g — ускорение свободного падения.

Введем вспомогательную величину $\Psi(x, t) = \Phi(x, \eta(x, t), t)$, которая является значением потенциала скоростей на свободной поверхности (см. [55]). Переменные η и Ψ являются канонически сопряженными величинами, т. е.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{\delta H}{\delta \Psi},$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\delta H}{\delta \eta},$$

где гамильтониан H совпадает с полной энергией жидкости $H = T + U$,

$$T = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-h}^{\eta(x,t)} |\nabla \Phi|^2 dy,$$

$$U = \frac{g}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(x, t) dx.$$

В соответствии с [55] (Шамин) осуществим конформное преобразование области, которая занята жидкостью в плоскости (x, y) в полупространство в переменных (u, v)

$$-\infty < u < \infty,$$

$$-h < v < 0.$$

После операции отображения поверхность $\eta(x, t)$ можно представить в параметрическом виде

$$y = y(u, t),$$

$$x = u + \tilde{x}(u, t).$$

Здесь $\tilde{x}(u, t)$ и $y(u, t)$ связаны следующим соотношением:

$$y = R[\tilde{x}],$$

где R – интегральный оператор вида

$$R[f](u) = \frac{1}{2h} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u')}{\sinh(\pi/2h(u' - u))} du'.$$

Обратный к R оператор T имеет вид

$$T[f](u) = \frac{1}{h} P.V. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u')}{1 - e^{-\pi/(h(u-u'))}} du'.$$

Как показано в работе [55], переменные $y(u, t)$ и $\Psi(u, t)$ полностью описывают движение жидкости и подчиняются следующей системе интегродифференциальных уравнений, разрешенных относительно производных по времени:

$$y_t = -y_u T \left[\frac{R[\Psi_u]}{J} \right] + x_u \frac{R[\Psi_u]}{J}, \quad (3.1)$$

$$\Psi_t = -\frac{\Psi_u^2 - (R[\Psi_u])^2}{2J} - T \left[\frac{R[\Psi_u]}{J} \right] \Psi_u - gy, \quad (3.2)$$

где $J = x_u^2 + y_u^2$ – якобиан отображения.

Уравнения (3.1)–(3.2) в дальнейшем будут рассматриваться с периодическими граничными условиями.

Пусть $u \in (0, 2\pi)$, а функции y, Ψ представлены в виде:

$$y(u, t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} y_k(t) e^{iku},$$

$$\Psi(u, t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Psi_k(t) e^{iku}.$$

Операторы R и T в Фурье-представлении имеют простой вид:

$$y_k = R_k \tilde{x}_k, \quad R_k = i \tanh kh,$$

$$\tilde{x}_k = T_k y_k, \quad T_k = -i \coth kh.$$

Операция дифференцирования по переменной u в Фурье-представлении имеет вид:

$$D_k = ik.$$

3.3 Исследование влияния нелинейных эффектов на связь поверхностных волн и придонного давления с использованием слабодисперсионной модели

3.3.1 Связь колебаний водной поверхности с вариациями давления

В измерениях с использованием донных регистраторов давления из формулы (3.27) легко вычислить колебания эффективного смещения $\xi(x,y,t)$. Она совпадает с реальными колебаниями морской поверхности только при условии пренебрежения негидростатических добавок в (3.26), что справедливо только для очень длинных волн. В общем же случае возникает задача нахождения неизвестной функции $\eta(x,y,t)$ по известной функции $\xi(x,y,t)$. Наш подход использует то обстоятельство, что при выводе слабодисперсионной модели нелинейных волн на воде использовалась малость дисперсии, то есть функционала D , что автоматически ведет к малости R и Q . Это означает, что негидростатические поправки к давлению в (3.25) и (3.26) должны быть малы. Но тогда в малых слагаемых возможно отождествление функций $\eta(x,y,t)$ и $\xi(x,y,t)$. В результате формула (3.26) может быть обращена

$$\eta \approx \xi + \frac{1}{2g} [h^2 + 2h\xi + \xi^2] R + \frac{1}{g}(h + \xi)Q. \quad (3.3)$$

Такое же приближение необходимо сделать в функциях R и Q . Но обе функции зависят от поля скоростей, а не поля смещения – смотри (3.22) и (3.23). Таким образом, задача свелась к вычислению поля скоростей по заданному полю эффективного смещения, и для этого возможно использование уравнения (3.19) или (3.20), которые с нужной точностью записываются как

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \operatorname{div} [(h + \xi) \vec{u}] = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} + g \nabla \xi = 0. \quad (3.5)$$

В общем случае волнового поля в бассейне переменной глубины поле скоростей может быть определено только численно по полю смещения, что означает невозможность получения аналитических зависимостей для искомой задачи. На практике, однако, волнение на море представляет собой две системы волн: ветровые и зыбы, каждая из которых имеет узкую диаграмму направленности. Если зыби нет, то имеем дело с односторонними волнами, и

для них возможно использовать одномерную систему (3.29) - (3.30). В частности, уравнение (3.29) трансформируется в

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \xi) u] = 0. \quad (3.6)$$

В случае распространения прогрессивной волны в бассейне постоянной глубины решение уравнения (3.31) находится в явном виде

$$u = V \frac{\xi}{h + \xi}, \quad (3.7)$$

где V – скорость распространения волны. В результате, мы имеем замкнутую формулу для вычисления смещения водной поверхности

$$\eta \approx \xi + \frac{1}{2g} [h^2 + 2h\xi + \xi^2] R. \quad (3.8)$$

где R вычисляется из (3.22)

$$R = \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2, \quad (3.9)$$

и скорость u - с помощью (3.32). Наконец, надо учесть то обстоятельство, что давление измеряется в точке, поэтому все пространственные переменные должны быть заменены на временные с использованием связи

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{V} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (3.10)$$

В результате, функция R записывается в виде

$$R = -\frac{1}{V} \left(1 - \frac{u}{V} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{1}{V^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2, \quad (3.11)$$

Важно отметить, что для вычисления смещения водной поверхности в точке, мы должны знать вариации давления в точке и согласно (3.36) - скорость распространения волны V . На самом же деле, в (3.36) всюду входит скорость течения и скорость волны не независимо, а через комбинацию u/V . Последняя же находится из (3.32) как

$$\frac{u}{V} = \frac{\xi}{h + \xi}, \quad (3.12)$$

так что знание скорости распространения волны не является обязательным. Таким образом, мы можем привести окончательное выражение вычисления смещения водной поверхности

$$\eta \approx \xi - \frac{1}{2g} [h^2 + 2h\xi + \xi^2] \left[\frac{h}{h+\xi} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\xi}{h+\xi} \right) + \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\xi}{h+\xi} \right) \right\}^2 \right]. \quad (3.13)$$

Формула (3.38) позволяет оценить смещение водной поверхности по измерениям донного давления. Отметим, что оно должно измеряться достаточно аккуратно, чтобы иметь возможность вычислить ее вторую производную. Формальным ограничением данного подхода является малость дисперсионных эффектов, так что волна должна быть достаточно длинной. При этом на амплитуду ее не накладываются никаких ограничений.

Если к тому же волна имеет достаточно малую амплитуду, то учитывая и малость дисперсии, во всех «негидростатических» членах можно пренебречь влиянием нелинейности. Тогда формула (3.38) принимает очень простой вид

$$\eta \approx \xi - \frac{h}{2g} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}. \quad (3.14)$$

3.3.2 Примеры расчета поверхностных волн по вариациям донного давления для условий Охотского моря

Рассмотрим несколько примеров аналитического вычисления смещения водной поверхности, используя модельные записи вариаций давления на дне. При этом мы будем использовать эффективное смещение, чтобы обе характеристики имели одну размерность.

А) Распространение монохроматической волны

$$\xi(t) = A \sin(\omega t). \quad (3.15)$$

В малоамплитудном приближении смещение водной поверхности остается синусоидальным и синфазным вариациям давления

$$\eta(t) = A \left(1 + \frac{h\omega^2}{2g} \right) \sin(\omega t). \quad (3.16)$$

Как видим, амплитуда колебаний свободной поверхности превышает гидростатическое значение.

Для оценки отличия малоамплитудного приближения от гидростатического приближения, построим графики $\eta(t)$ и $\xi(t)$, с параметрами характерными для шельфа Охотского моря, которые были получены во время натурных экспериментов [56]. На шельфе Охотского моря наиболее часто встречаются волны с периодами 4-7 секунд, а наиболее часто наблюдаемые амплитуды волн колеблются в диапазоне от 10 см до 40 см. Натурные наблюдения при этом

проводились на глубинах от 5 м до 20 м, с помощью датчиков придонного давления. На рис.3.1 приведены функции $\eta(t)$ и $\xi(t)$ для волны с периодом 4 секунды в бассейне глубиной 20 метров. Отклонения от гидростатики довольно слабые. Рис. 3.2 демонстрирует влияние негидростатических эффектов через отношение $\frac{\eta(t)}{\xi(t)}$. Для условий наблюдений в зависимости от глубины и периода волны разница может достигать 5%. Аналогичные выводы для периодических волн сделаны в [53] для периодических волн в лотке.

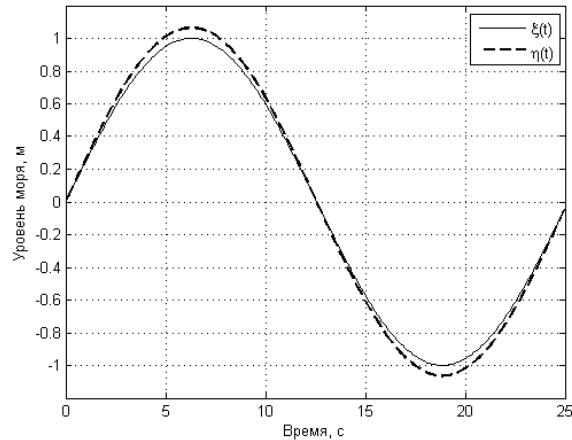


Рисунок 3.1: Смещение водной поверхности, рассчитанное по малоамплитудному приближению (пунктирная линия) и гидростатическому приближению (тонкая линия) для волны с амплитудой $A=1$ м и периодом 4 секунд и глубиной бассейна 20 метров.

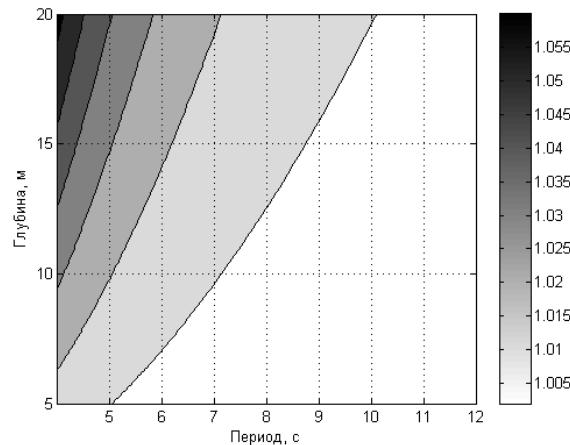


Рисунок 3.2: Отношение $\frac{\eta(t)}{\xi(t)}$ в зависимости от периода волн, наиболее часто наблюдавшихся на шельфе Охотского моря и глубины.

Б) Распространение гауссового импульса

$$\xi(t) = A \exp\left(-\frac{4t^2}{T^2}\right), \quad (3.17)$$

где T – характерная длительность импульса. В этом случае колебания свободной поверхности есть

$$\eta(t) = A \left[1 + \frac{4h}{gT^2} - \frac{32t^2}{gT^4} \right] \exp\left(-\frac{4t^2}{T^2}\right). \quad (3.18)$$

Форма колебаний давления (через эффективное смещение) и свободной поверхности показаны на рис. 3.3. Как видим, разница между гидростатическим и негидростатическим приближением довольно существенна и достигает 20%. Рис. 3.4 показывает, что расхождение в показаниях малоамплитудного и гидростатического приближений для гассового импульса может достигать 50% при условиях, характерных для шельфа Охотского моря. Оно существенно больше, чем в случае монохроматической волны.

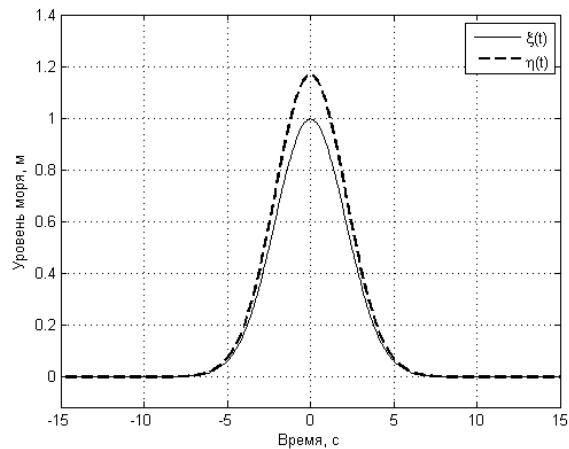


Рисунок 3.3: Смещение водной поверхности, рассчитанное по малоамплитудному приближению (пунктирная линия) и гидростатическому приближению (тонкая линия) для импульса с амплитудой $A=1$ м, характерной длительностью импульса 6 секунд; глубина бассейна - 15 метров.

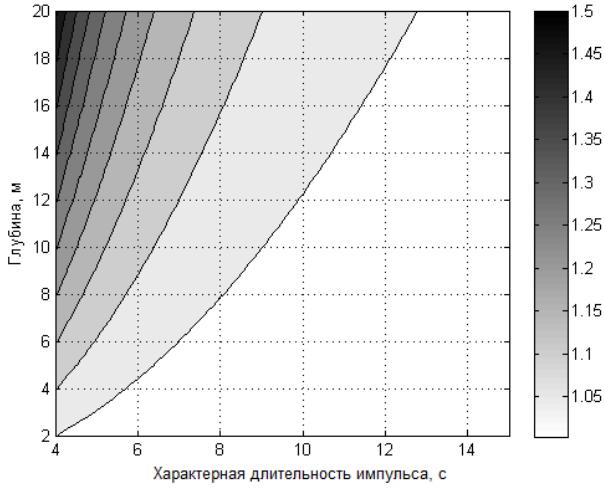


Рисунок 3.4: Отношение $\frac{\eta(t)}{\xi(t)}$ для гауссового импульса в зависимости от характерной длительности импульса и глубины.

3.3.3 Давление на дно, вызванное прохождением уединенной волны в прибрежной зоне

Воспользуемся здесь одномерным вариантом уравнений Железняка – Пелиновского для волн в бассейне постоянной глубины [16]

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta) u] = 0, \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = D \{ \eta, u \}, \quad (3.20)$$

где $\eta(x, t)$ – смещение водной поверхности, $u(x, t)$ – усредненная по глубине скорость течения, h – невозмущенная постоянная глубина бассейна, g – ускорение силы тяжести, и D – функционал, определяющий влияние малой дисперсии

$$D = \frac{1}{3(h + \eta)} \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta)^3 R], \quad (3.21)$$

$$R = \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} + u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2. \quad (3.22)$$

Как отмечается в работе [14], форма записи системы (3.19) – (3.22) уравнений может иметь важное значение при конструировании эффективных численных алгоритмов. Так, уравнения Железняка-Пелиновского, как и уравнения Федотовой и Хакимзянова более удобны для численной реализации, поскольку, в отличие от системы Грина-Нагди уравнения (3.19) – (3.22) не содержат вторых производных по времени от искомой функции.

Если нелинейность достаточно мала, то в функционале дисперсии можно оставить только линейные по полю слагаемые

$$D = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2}. \quad (3.23)$$

В этом случае система (3.19) – (3.20) с дисперсионным слагаемым (3.23) сводится к системе Перегрина [57]. Отметим, что при слабой нелинейности возможно дальнейшее упрощение дисперсионного функционала, который может быть представлен в нескольких эквивалентных формах

$$D_1 = \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 u}{\partial t \partial x^2}, D_2 = -\frac{gh^2}{3} \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3}, D_3 = -\frac{h}{3} \frac{\partial^3 \eta}{\partial t^2 \partial x}, D_4 = \frac{h}{3g} \frac{\partial^3 u}{\partial t^3}. \quad (3.24)$$

Наличие разных форм дисперсионного функционала ведет в линейном приближении к различным формам дисперсионного соотношения, одинаковым в области длинных волн ($kh \ll 1$), но различным в более коротковолновой области. Эти различия можно использовать при численном моделировании уравнений Буссинеска, обеспечивая лучшую устойчивость численных схем. Так, использование слагаемых D_2 и D_4 ведет к неустойчивости линейных решений на малых масштабах; см. дискуссию в [58].

Здесь мы рассмотрим влияние дисперсии на солитонные решения системы (3.19) – (3.20). Переходя в систему отсчета, движущую со скоростью солитона V , уравнение (3.19) сразу интегрируется

$$u = V \frac{\eta}{h + \eta}, \quad (3.25)$$

что позволяет исключить скорость течения или смещение водной поверхности. Соответственно уравнение (3.20) с Перегриновским дисперсионным слагаемым (3.23) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка

$$g\eta + \frac{u^2}{2} - Vu = -\frac{Vh^2}{3} \frac{d^2 u}{dx^2}. \quad (3.26)$$

Удобно здесь исключить смещение водной поверхности с помощью (3.25) и получить замкнутое уравнение для скорости потока

$$\frac{ghu}{V - u} + \frac{u^2}{2} - Vu = -\frac{Vh^2}{3} \frac{d^2 u}{dx^2}. \quad (3.27)$$

Учитывая, однако, линейность дисперсионного слагаемого, мы ограничимся квадратичными нелинейными членами в (3.27) и учтем, что скорость распространения солитона близка к линейной скорости распространения длинных волн

$$c = \sqrt{gh}, \quad (3.28)$$

что позволяет заменить V на c в малых слагаемых. В результате уравнение (3.27) упрощается

$$\frac{h^2}{3} \frac{d^2 u}{dx^2} = \left(1 - \frac{c^2}{V^2}\right) u - \left(\frac{1}{2} + \frac{c^2}{V^2}\right) \frac{u^2}{V}. \quad (3.29)$$

Это уравнение легко решается и определяет периодические (кноидальные) и уединенные волны. В частности, солитонное решение есть

$$u = U \operatorname{sech}^2 [Q(x - Vt)], \quad (3.30)$$

где «обратная» ширина солитона и его скорость равны

$$Q = \sqrt{\frac{3}{4h^2} \frac{U/V}{1 + \frac{2U}{3V}}}, \quad V = c \sqrt{\frac{1 + \frac{2U}{3V}}{1 - \frac{U}{3V}}}. \quad (3.31)$$

Мы специально пока не упрощаем подкорневые выражения в (3.31), поскольку они включают амплитуду волны скорости, а не смещения. Волна смещения получается из (3.25) в первом приближении как

$$\eta = A \operatorname{sech}^2 [Q(x - Vt)], \quad A = hU/V. \quad (3.32)$$

В результате мы можем написать окончательные выражения для параметров солитона

$$Q = \sqrt{\frac{3}{4h^3} \frac{A}{1 + \frac{2A}{3h}}}, \quad V = c \sqrt{\frac{1 + \frac{2A}{3h}}{1 - \frac{A}{3h}}}. \quad (3.33)$$

В приближении слабой нелинейности (как в модели Кортевега – де Бриза) получаются совпадающие результаты [58, 59]

$$Q_{kdv} = \sqrt{\frac{3A}{4h^3}}, \quad V_{kdv} = c \left(1 + \frac{A}{2h}\right). \quad (3.34)$$

Отличие в свойствах солитона, получаемое в рамках Буссинесковской системы и уравнения Кортевега – де Бриза, показано на рис.3.5. Как видно, практически до предельной амплитуды солитона на мелкой воде ($A/h \sim 0.8$) отличия в параметрах не превышает 20%. Поэтому для грубых расчетов можно использовать более простое уравнение Кортевега – де Бриза. Аналогичный вывод делался для солитона в жидкости переменной глубины [60].

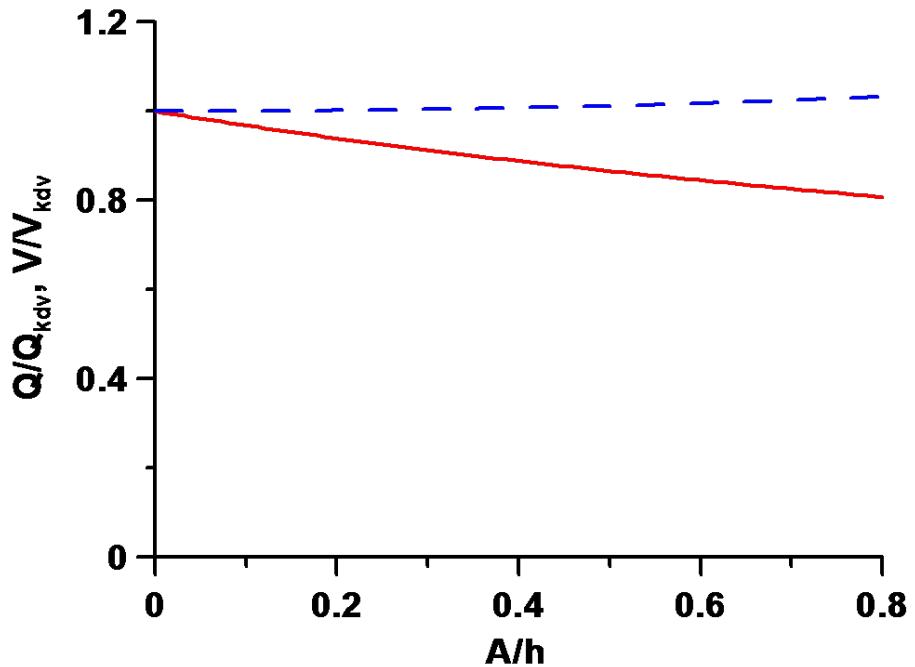


Рисунок 3.5: Сопоставление параметров солитона в рамках системы Буссинеска и уравнения Кортевега-де Вриза (Q – сплошная красная линия и V – штриховая синяя линия)

Давление на дно

При выводе уравнений Буссинеска удается также получить явное выражение для вертикального профиля давления [13, 16].

$$p = p_{atm} + \rho g(\eta - z) + \frac{\rho}{2} [z^2 + 2h(z - \eta) - \eta^2] R, \quad (3.35)$$

где ρ – плотность воды, вертикальная координата z направлена вверх и функция R определена выражением (3.22). Первые два члена в (3.35) определяют гидростатическое давление, а последние слагаемое – малую дисперсионную поправку.

Итак, в бассейне постоянной глубины давление на любой глубине выражается через уровень воды и горизонтальную скорость течения. Вертикальное распределение давления показано на рис.3.6. Если гидростатическое давление всегда линейно растет с глубиной, то негидростатическая имеет параболический профиль и возрастает с глубиной, если $R < 0$ и убывает, если $R > 0$ (именно этот случай и показан на рис.3.6).

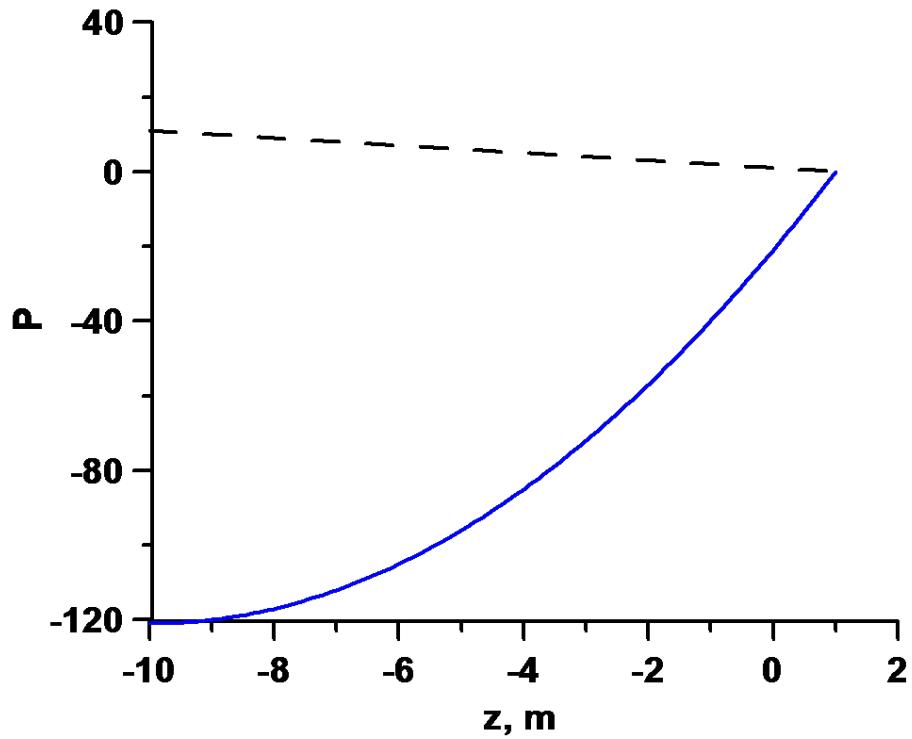


Рисунок 3.6: Вертикальное распределение давления с глубиной (гидростатическая поправка – штриховая черная линия, и негидростатическая – сплошная синяя линия). $h = 10 \text{ м}$, $\eta = 1 \text{ м}$

Давление на дно, вызванное прохождением длинной волны, при условии, что ее амплитуда меньше глубины бассейна, находится из (3.35)

$$p \approx p_{atm} + \rho gh + \rho g\eta - \frac{\rho h^2}{2}R. \quad (3.36)$$

Учитывая в R только линейный член по нелинейности, формула (3.36) преобразуется к виду

$$p \approx p_{atm} + \rho gh + \rho g\eta - \frac{\rho h^2}{2}R, \quad (3.37)$$

или

$$p \approx p_{atm} + \rho gh + \rho g\eta_{ef}, \quad (3.38)$$

где

$$\eta_{ef} = \eta + \frac{h^2}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}. \quad (3.39)$$

Последняя формула позволяет понять соотношение между гидростатической (первый член) и негидростатической (второй член) компонентами в флюктуации давления на дне. Эта

формула справедлива как для кноидальных, так и уединенных волн на мелкой воде. В частности, для уединенной волны (солитона) получаем

$$\eta_{ef} = A \left(1 + \frac{3A}{2h} \right) \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3A}{4h}} \frac{x - Vt}{h} \right] - \frac{9}{4} \frac{A^2}{h} \operatorname{sech}^4 \left[\sqrt{\frac{3A}{4h}} \frac{x - Vt}{h} \right]. \quad (3.40)$$

В максимуме поля эффективное смещение равно

$$\max(\eta_{ef}) = A \left(1 - \frac{3A}{4h} \right). \quad (3.41)$$

Отсюда следует, что дисперсионная поправка уменьшает давление на дно. Объяснением этого является тот факт, что более высокочастотные компоненты в спектре волны затухают с глубиной быстрее низкочастотных, что и приводит к ослаблению давления на дно. Более интересным является пространственное распределение давления, показанное на рис.3.7. Если для солитонов малой амплитуды профиль давления практически повторяет профиль уединенной волны, то начиная с солитонов с относительной высотой $A/h \sim 0.5$, профиль давления становится двугорбым, причем давление существенно уменьшается именно при прохождении вершины волны. Подобный эффект отмечался в работе [13] для встречного взаимодействия солитонов, здесь же он получен для бегущей волны.

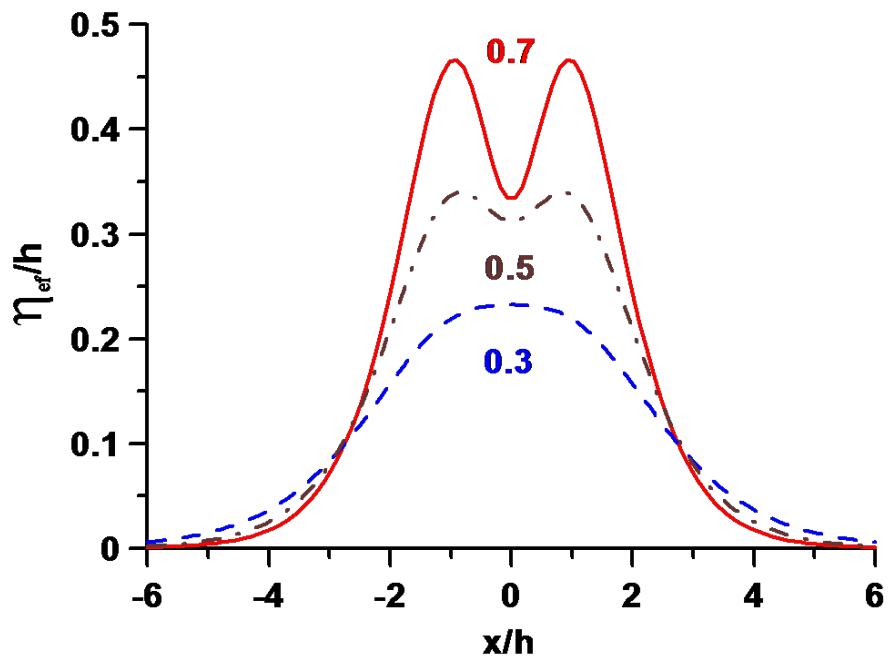


Рисунок 3.7: Пространственное распределение донного давления, вызванное прохождением уединенной волны различной амплитуды A/h (цифры на рисунке)

3.4 Исследование влияния нелинейности морских волн на характеристики вариаций придонного давления с помощью численных экспериментов

3.4.1 Расчет давления на глубине идеальной жидкости при использовании конформного отображения

Для оценки давления на глубине в полнолинейном случае рассмотрим подход к описанию динамики свободной жидкости конечной глубины, исходя из вариационного принципа и при использовании конформного отображения, описанный в работе [55]. Неявные уравнения для потенциала и конформного отображения в полосу возникают как уравнения Эйлера-Лагранжа. Для оценки давления на дне рассмотрим уравнение Бернулли:

$$p_{bottom} = \rho gh - \rho \frac{\partial \Phi_{bottom}}{\partial t} \quad (3.42)$$

где Φ_{bottom} - потенциал на дне, h - глубина, ρ - плотность жидкости. Следуя (3.42) основную проблему составляет нахождение потенциала на дне, поскольку все остальные члены уравнения известны.

В работе [55] показано, что при конформном преобразовании потенциал остается гармонической функцией в полосе, т.е. удовлетворяет уравнению Лапласа.

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial v^2} = 0 \quad (3.43)$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial \Phi}{\partial v} |_{v=-h} = 0, \Phi |_{v=0} = \Psi(u, t), \quad (3.44)$$

где $\Psi(u, t)$ потенциал на свободной поверхности

Также в работе [55] показано, что существует интегральный оператор \hat{R} вида:

$$\hat{R}f(u) = \frac{1}{2\pi} P.V. \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(u')}{sh(\pi/2h(u' - u))} du' \quad (3.45)$$

в Фурье-представлении он локален и записывается существенно проще:

$$R_k = i\theta(kh) \quad (3.46)$$

С помощью оператора \hat{R} для любой действительной достаточно гладкой функции $\phi(w)$, которая задана на действительной оси и затухает на бесконечности $w \rightarrow \infty$, можно построить

комплексный потенциал $\Theta(w = u + iv, t)$, который будет аналитически продолжим в полосу $-h \leq v \leq 0$, т.е. на всю толщину жидкости:

$$\theta = \phi + i\hat{R}\phi \quad (3.47)$$

Применяя процедуру (3.47) к потенциалу на свободной поверхности $\Psi(u, t)$, приходим к комплексному потенциалу, который на действительной оси равен:

$$\Theta(w, t) = \Psi(u, t) + i\hat{R}\Psi(u, t) \quad (3.48)$$

Аналитически продолжимый $\Theta(w, t)$ комплексный потенциал можно записать в виде ряда Фурье:

$$\begin{aligned} \Theta(w, t) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \varphi_k e^{ikw} + i \sum_{k=-\infty}^{\infty} i \operatorname{th}(kh) \varphi_k e^{ikw} = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \varphi_k e^{ikw} - \sum_{k=-\infty}^{\infty} \operatorname{th}(kh) \varphi_k e^{ikw} = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} (1 - \operatorname{th}(kh)) \varphi_k e^{ikw} \end{aligned} \quad (3.49)$$

где $\varphi(k)$ - коэффициенты ряда Фурье для потенциала на поверхности. Т.к. функция $\Theta(w, t)$ аналитически продолжима, то можем составить комплексный потенциал на определенной глубине v , т.е. $w = u + iv$:

$$\begin{aligned} \Theta(u + iv, t) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} (1 - \operatorname{th}(kh)) \varphi_k e^{ik(u+iv)} = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} (1 - \operatorname{th}(kh)) \varphi_k e^{iku} e^{ik(iz)} = \\ &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} (1 - \operatorname{th}(kh)) \varphi_k e^{iku} e^{-kv} \end{aligned} \quad (3.50)$$

Таким образом потенциал скоростей на дне ($v = -h$) будет равен:

$$\Phi_{bottom}(u, t) = \operatorname{Re}(\Theta(u - ih, t)) = \operatorname{Re} \left[\sum_{k=-\infty}^{\infty} (1 - \operatorname{th}(kh)) e^{kh} \varphi_k e^{iku} \right] \quad (3.51)$$

3.4.2 Численные эксперименты

Рассмотрим серию численных экспериментов по решению полнолинейных уравнений, записанных в конформных переменных, для плоского нестационарного потенциального течения идеальной жидкости со свободной поверхностью и конечной глубиной. По пространственным переменным рассматривались 2π периодические граничные условия. Начальные условия выбираются в соответствие с теми, что наблюдались в Охотском море в натурных экспериментах. Глубина бассейна бралась 14 метров, длина начальной волны составляет 150 метров, амплитуды волн при этом варьировались от 3 см до 3.58 м, соответственно, крутизна при этом варьировалась от $ka=0.0012$ до $ka=0.15$. При этом виртуальный волнограф, записывающий придонное давление и смещение поверхности, устанавливается в точке на донной поверхности.

Опишем подробно остальные параметры численных расчетов:

- Глубина бассейна - $h=14$ м
- Длина области – $L_{area} = 150$ м
- Длина начальной волны - $\lambda = 150$ м
- Ускорение свободного падения - $g=9.81$ m/s^2
- Дискретизация волнограммы, записываемой в одной точке профиля 10Hz;

Таким образом в начальный момент времени форма волны была

$$\eta(x, t = 0) = A \cos(x) \quad (3.52)$$

а потенциал на свободной поверхности, в соответствие с линейной теорией, в начальный момент времени задавался как:

$$\psi(x, t = 0) = -A \sqrt{\frac{G}{h}} \sin(x) \quad (3.53)$$

здесь x – безразмерная пространственная переменная $x = [0, 2\pi]$, A – безразмерная нормированная амплитуда колебаний, G - безразмерное ускорение свободного падения. Нормировка при этом вводится подобно описанной в разделе 1.2.1 Главы 1.

$$\beta_{norm} = \frac{L_{area}}{2\pi}, A = \frac{A_{phys}}{\beta_{norm}} \quad (3.54)$$

где β_{norm} - коэффициент нормировки, L_{area} - длина профиля выраженная в метрах(в нашем случае равна 150 м), A_{phys} - амплитуда колебаний выраженная в метрах (в нашем случае задается в диапазоне от 3.58 м до 0.03 м).

Нормирование времени, при этом, определяется следующей формулой

$$t = \sqrt{\frac{\beta_{norm}}{g}} t. \quad (3.55)$$

На рис.3.8 представлена форма волны в начальный момент времени, стрелкой отмечено положение виртуального волнографа на рассматриваемой области. Волнограф находится на середине исследуемого профиля на расстоянии 75 метров от границ.

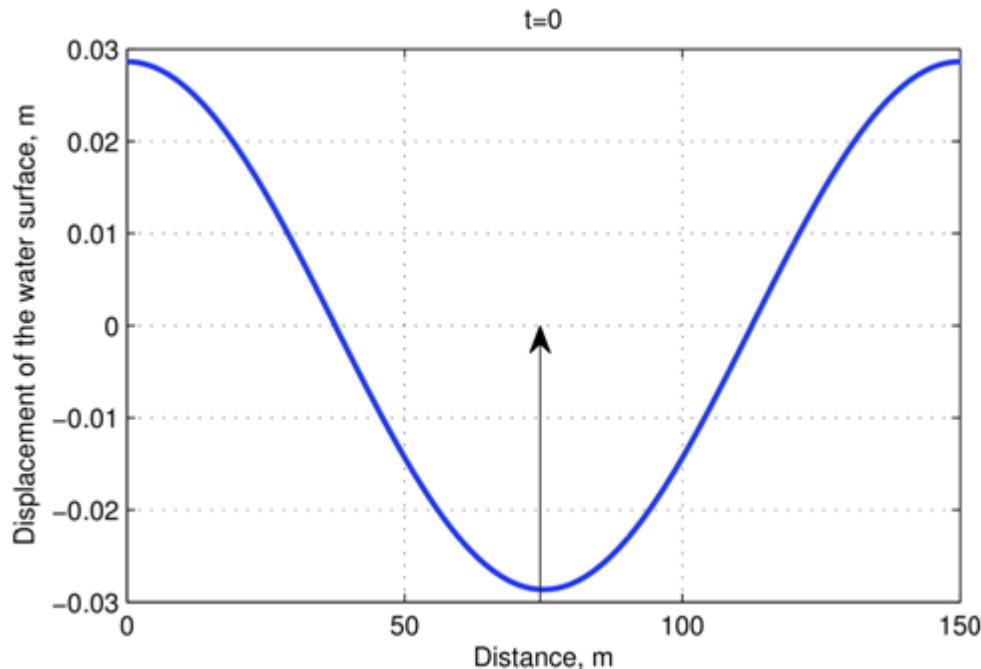


Рисунок 3.8: Профиль поверхности в начальный момент времени, линией отмечено положение виртуального волнографа

Подробно рассмотрим эксперимент с наименьшей амплитудой колебаний и крутизной волны $A=2.86\text{см}$ $ka = 2\pi A/\lambda = 20.0286/150 = 0.0012$. Профиль начальной волны представлен на рис.3.8. Далее найдем численное решения полнолинейных уравнений для плоского нестационарного потенциального течения идеальной жидкости со свободной поверхностью и конечной глубиной. На рис.3.9 представлена запись виртуального волнографа, который ведет регистрацию с дискретностью 10Hz. Как видно из этой волнограммы развитие волны происходит практически без изменений, и амплитуда колебаний не меняется со временем, следовательно можно сказать что рассматриваемый процесс является линейным.

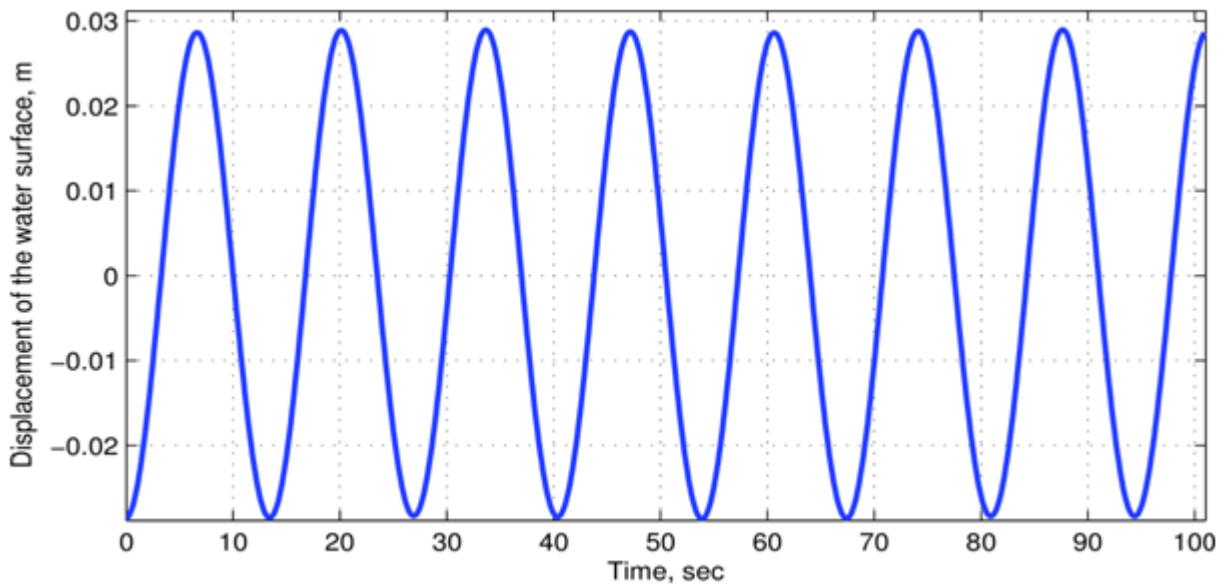


Рисунок 3.9: Волнограмма колебания поверхности в точке для начальной волны, линией отмечено положение виртуального волнографа

В данном случае параметр характеризующий тип дисперсионного соотношения равен $kh = 2\pi h/L_{area} = 2\pi 14/150 = 0.58$. В случае когда $kh \ll 1$ можно пользоваться дисперсионным соотношением мелкой воды:

$$w = k\sqrt{gh} \quad (3.56)$$

В нашем случае параметр kh не значительно меньше 1, но тем не менее меньше. Поэтому можно использовать дисперсионное соотношение (3.56) и как следствие оценить период волн по формуле:

$$T = \frac{L_{area}}{\sqrt{gh}} = \frac{150}{\sqrt{14g}} = 12.8$$

Этот период колебаний, рассчитанный по дисперсионному соотношению мелкой воды, совпадает с периодом колебаний, записанных виртуальным волнографом.

3.4.3 Сравнительный анализ придонного давления, рассчитанного с использованием линейной и полнолинейной теории

Рассмотрим давление на дне рассчитанное с помощью двух формул: линейной и нелинейной теории.

$$P_{nonlin}(t) = \rho gh - \rho \frac{\partial \Phi_{bottom}}{\partial t}, P_{lin} = R^{-1}(\eta(t) + h) \quad (3.57)$$

где h – глубина бассейна, ρ - плотность жидкости, $\eta(t)$ - смещение свободной поверхности в разные моменты времени, Φ_{bottom} - потенциал на дне, R – функция-оператор, которая в

соответствие с линейной теорией преобразует придонное давление в смещение поверхности, соответственно R^{-1} - обратная к ней.

Далее для удобства сравнения будем рассматривать давление без постоянной гидростатической части ρgh , т.е. далее будем считать что:

$$P_{nonlin}(t) = -\rho \frac{\partial \Phi_{bottom}}{\partial t}, \quad (3.58)$$

$$P_{lin} = R^{-1}(\eta(t)) \quad (3.59)$$

Далее на рис.3.10 представлено сравнение давления на дне, полученного в результате численного решения полнонелинейных уравнений, и рассчитанного из смещения поверхности по формулам линейной теории.

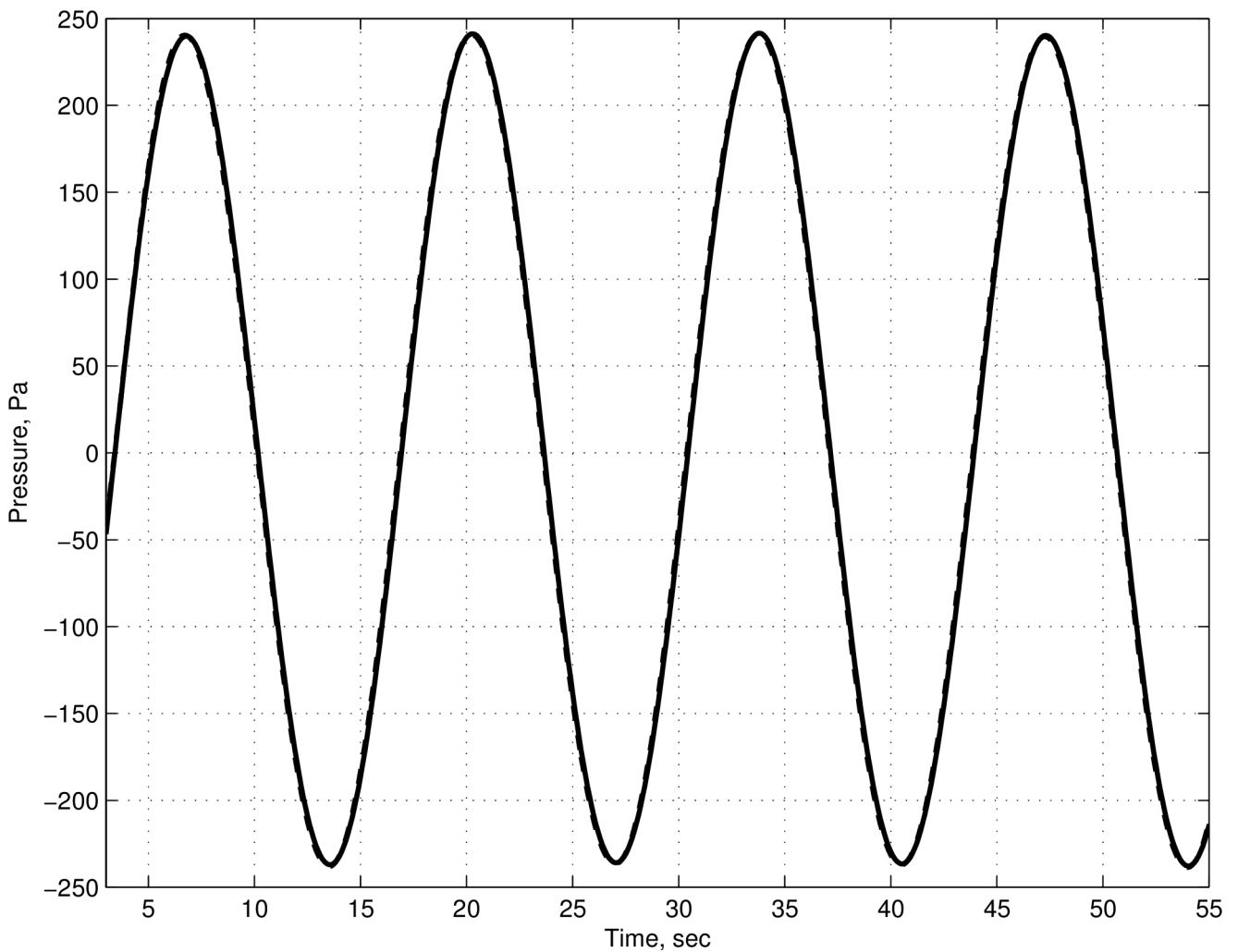


Рисунок 3.10: График пульсаций придонного давления, рассчитанного по нелинейной теории (сплошная линия) и по линейной теории (пунктирная линия) для начальной волны с крутизной $k=0.0012$ и амплитудой $A=3\text{ см}$

Из рис.3.10 видно, что давление на дне, рассчитанное с помощью линейной и нелинейной теорий практически полностью совпадает, что говорит о линейности протекающего процесса.

Рассмотрим относительное отклонение результатов расчетов по линейной и нелинейной теории, для этого будем использовать следующую формулу:

$$\delta(t) = \frac{P_{lin}(t) - P_{nonlin}(t)}{P_{max} - P_{min}} \quad (3.60)$$

где $P_{nonlin}(t)$ - вариации придонного давления, рассчитанные по формуле (3.58), получаемая из нелинейного уравнения Эйлера в конформных переменных, $P_{lin}(t)$ - вариации придонного давления, рассчитанные по формуле линейной теории (3.59), P_{max} , P_{min} - максимальное и минимальное значения давления рассчитанного по формуле (3.58).

Таким образом $\delta(t)$ - безразмерная величина, показывающая отклонение в зависимости от высоты колебаний нелинейного давления.

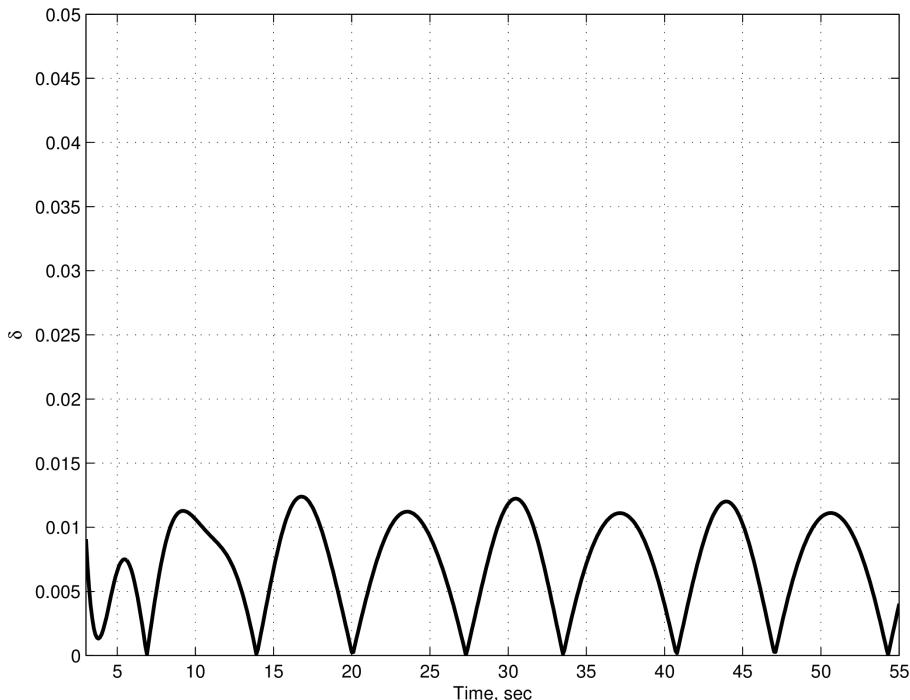


Рисунок 3.11: Модуль относительного отклонения придонного давления рассчитанного по линейной и нелинейной формулам для начальной волны с крутизной $k=0.0012$ и амплитудой $A=3\text{ см}$

На рис.3.11 представлен график колебания величины $|\delta(t)|$ для случая линейного процесса ($A=3\text{ см}$). Как видно среднее относительные отклонение давлений, рассчитанных с помощью линейной и нелинейной теории, составляет около 0.7%, а максимум составляет 1.3% даже при очень малой амплитуде. Такое отличие не может быть связано с численными ошибками в методиках расчета, так как, кроме аппроксимации Ханта [10], в них не используется никаких

приближений, в том числе и при решении полнонелинейных уравнений. Более вероятно, что такое отличие связано с присутствием малой нелинейности.

Таким образом показано, что в случае линейного процесса результаты расчетов по методикам основанным на линейной и нелинейной теории совпадают.

3.4.4 Характеристики давления при сильнонелинейных процессах

Рассмотрим существенно более нелинейный процесс с начальной волной амплитудой 1.9 метра и длиной 150 метров, соответственно крутизна начальной волны будет $ka=0.08$.

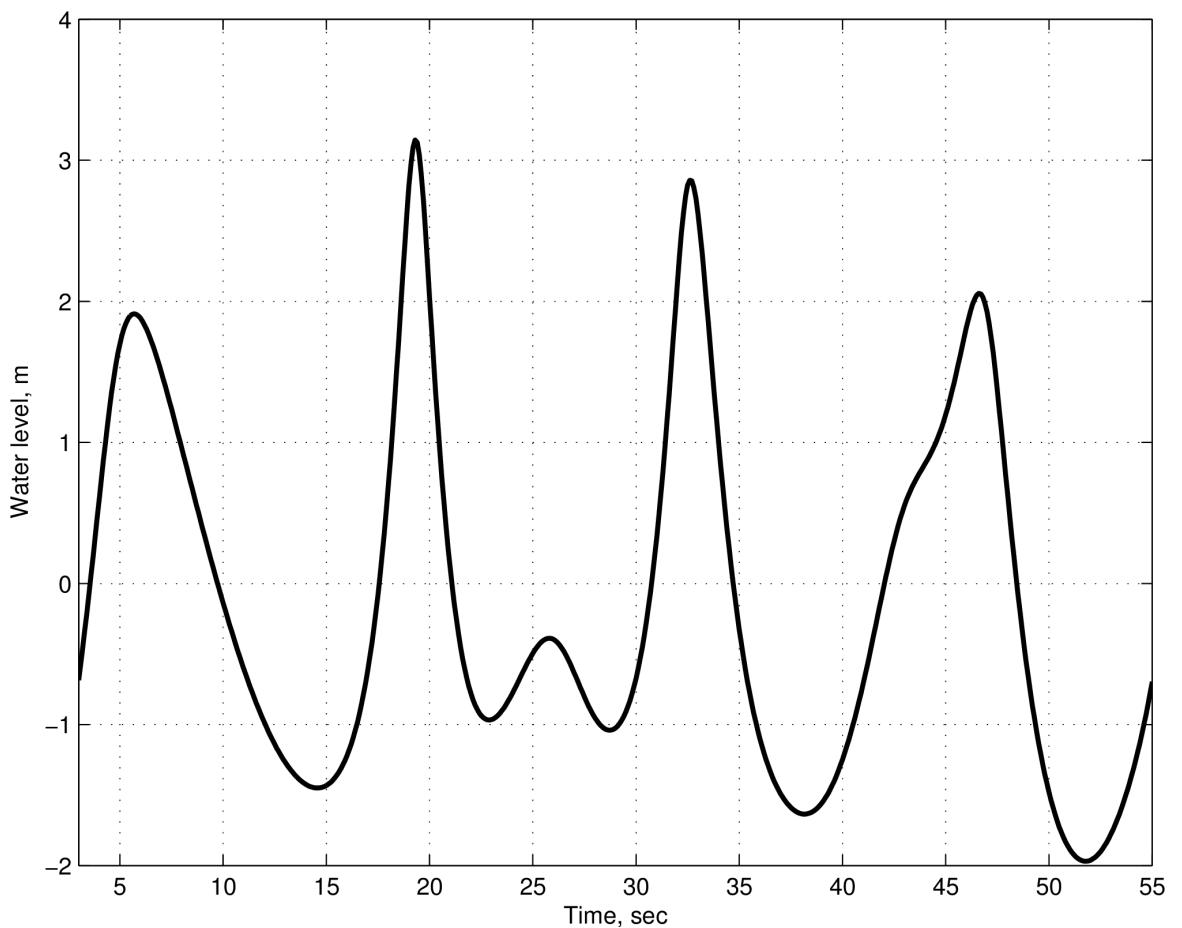


Рисунок 3.12: Волнограмма колебания поверхности в точке для начальной волны с амплитудой $A=1.9$ м и крутизной $k=0.08$

На рис.3.12 представлена волнограмма, записанная виртуальным волнографом в точке, подробно описанным выше. На записи видна эволюция поверхности волны, достаточно быстро она становится нерегулярной, а после 60 секунды решение разрушается. При этом процессе так же стоит отметить, несколько моментов которые отмечаются в том числе и в других численных экспериментах:

1. Заострение гребней и уплощение подошвы, т.е. форма волн становится похожей на волны Стокса,
2. Сильная нерегулярность высот индивидуальных волн.

Подобные эффекты проявляются тем меньше, чем меньше крутизна волны, задаваемой в начальный момент времени.

На рис.3.13 представлено сравнение пульсаций давления у дна, рассчитанного по нелинейной формуле и по формулам линейной теории для крутизны 0.08, как видно из этого рисунка, линейная теория недооценивает максимумы давления и переоценивает минимумы.

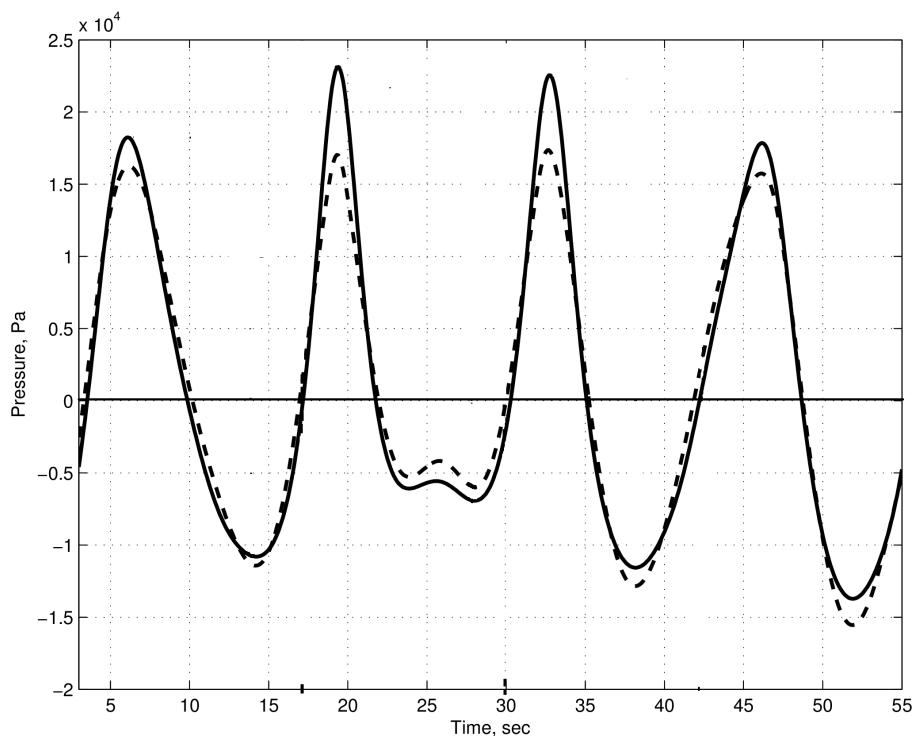


Рисунок 3.13: График колебаний придонного давления, рассчитанного по нелинейной теории (сплошная линия) и по линейной теории (пунктирная линия) для начальной волны с амплитудой $A=1.9$ м и крутизной $k=0.08$

При этом, как видно из рис.3.13, недооценка максимумов давления примерно в 2 раза меньше чем переоценка минимумов. Таким образом при решении прямой задачи и нахождения смещения поверхности по данным датчика придонного давления, линейная теория будет недооценивать высоту гребня волны и переоценивать впадину, при этом недооценка высоты как минимум в 2 раза больше переоценки. Т.е. во время регистрации датчиком сильнолинейных процессов, например таких как волна-убийца, высота, регистрируемых волн будет недооценена.

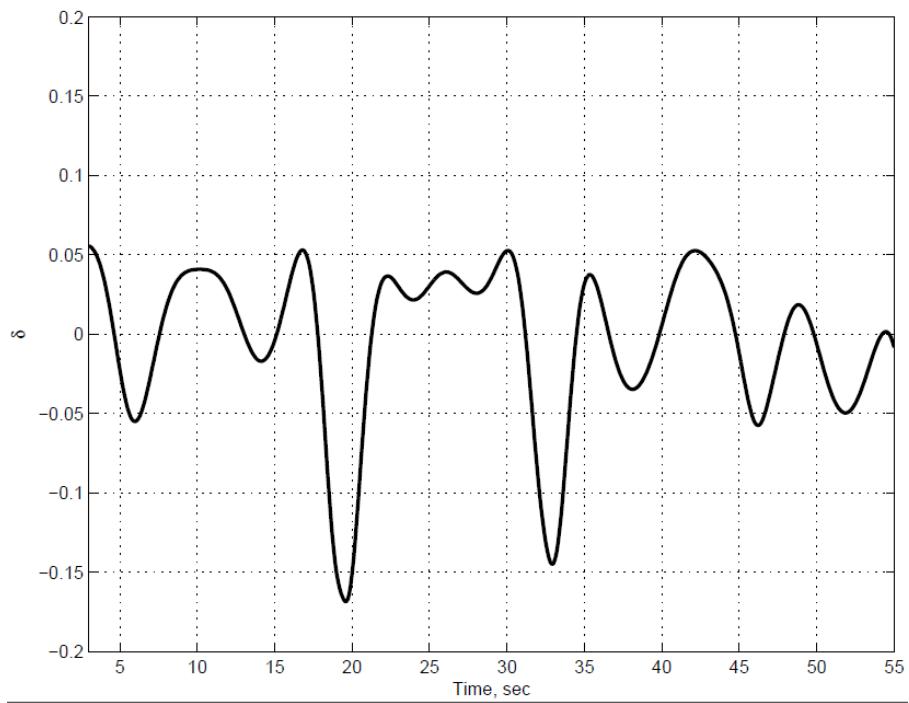


Рисунок 3.14: Относительное отклонение $\delta(t)$ придонного давления рассчитанного по линейной и нелинейной формулам для начальной волны с амплитудой $A=1.9\text{м}$ и крутизной $k=0.08$

Рис.3.13 и рис.3.14 показывает, что при применении линейной и нелинейной теории к анализу сильнонелинейных процессов отличия по величине могут достигать 17%. При этом линейная теория существенно сильнее недооценивает уровень жидкости или придонное давление, чем переоценивает его.

Для оценки влияния нелинейности на ошибку в определении линейной теорией уровня жидкости или давления на дне представим график зависимости среднего значения параметра $\delta(t) * 100$ от крутизны начальной волны.

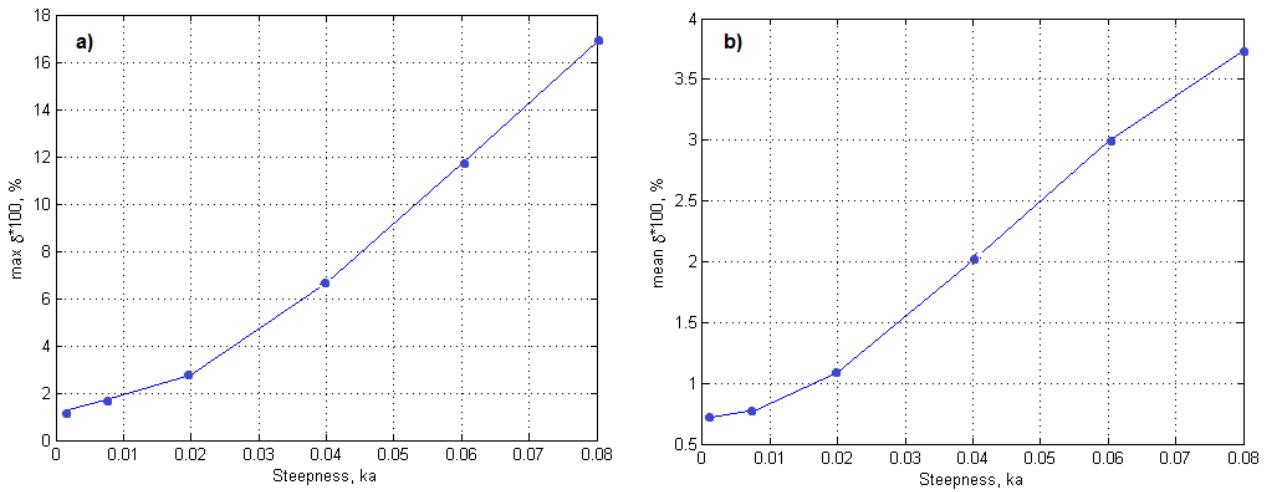


Рисунок 3.15: Зависимость а)максимума и б) среднего коэффициентов $\delta(t) * 100$ от крутизны начальной волны ka , рассчитанного по линейной и нелинейной формулам

Как показано на рис.3.15, при минимальном значении параметра крутизны ka равном 0.0012 среднее значение относительного отклонения составляет менее 1%, при максимальном $ka=0.08$ около 4%. Таким образом можно сделать вывод, что в среднем при сильной нелинейности регистрируемого процесса недооценка величины придонного давления будет составлять около 4%. В отдельных же случаях, как это следует из рис.3.15 может достигать 17%. Можно предположить что обе зависимости будут хорошо аппроксимироваться функцией $th(ka)$.

Оценки ошибок линейной теории при регистрации сильнонелинейных процессов приведенные выше справедливы только для величины придонного давления или уровня жидкости. Проведем оценку размаха колебаний придонных давлений рассчитанных с использованием линейной и нелинейной теории, для этого будем рассматривать сигнал пульсаций давлений как набор индивидуальных волн, которые будут обладать своей высотой(или размахом) и периодом.

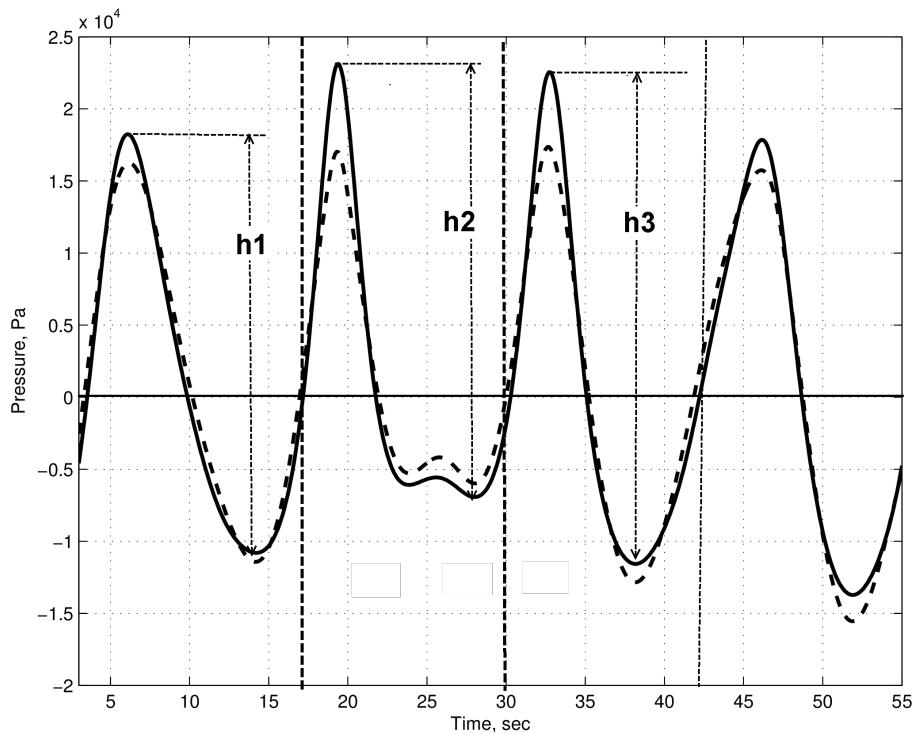


Рисунок 3.16: Схематичное представление размаха колебаний давления.

На рис.3.16 представлено схематичное изображение данного представления, на этом рисунке h_1 , h_2 , h_3 - величины размаха индивидуальных колебания давления на дне. В дальнейшем будем называть такие колебания «волнами давления», применяя к ним сложившуюся для поверхностных волн терминологию.

Следуя этой методике были вычислены величины размаха колебания придонных давлений.

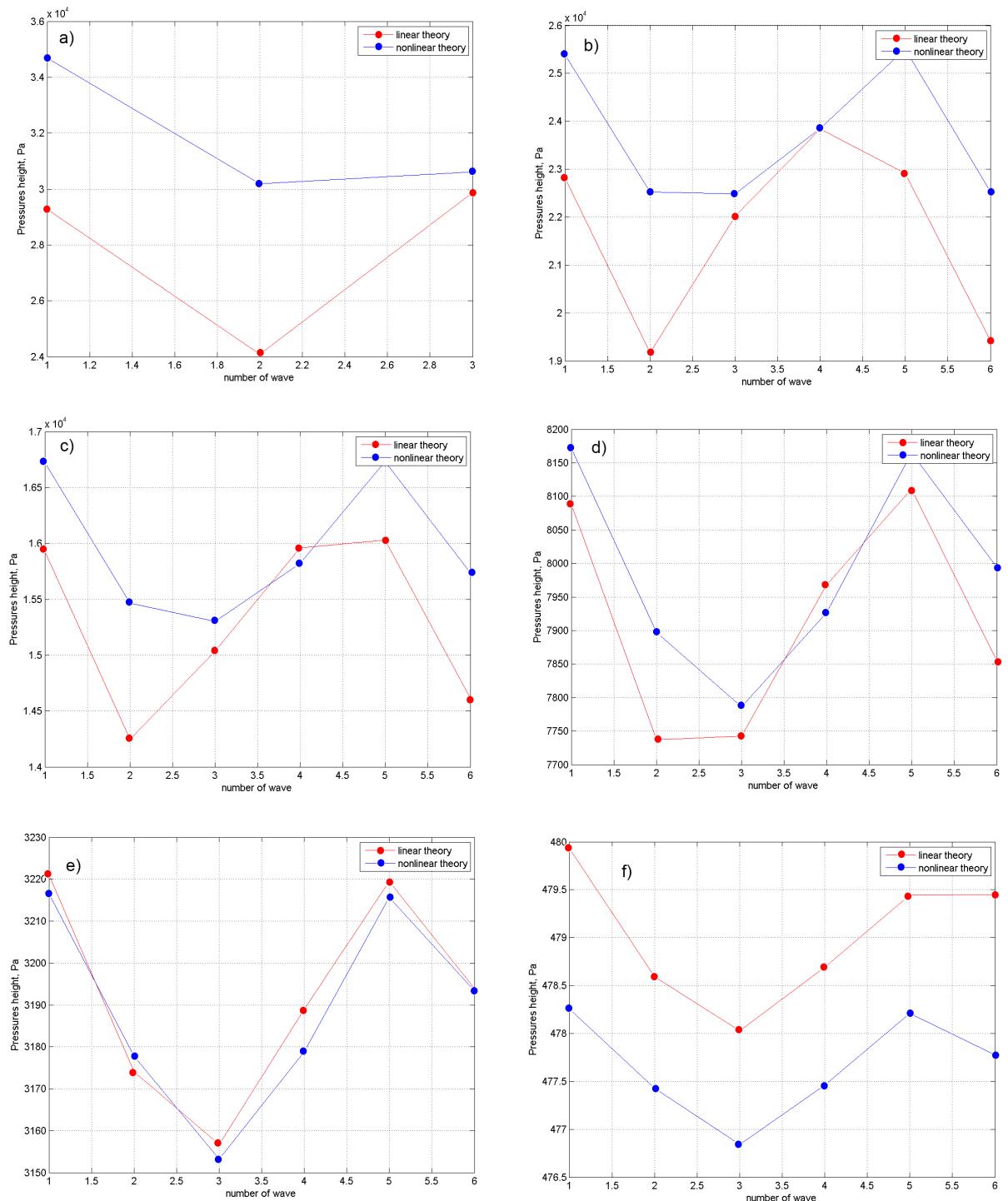


Рисунок 3.17: Сравнение размахов колебания придонных давлений, полученных по линейной (красные точки) и нелинейной(синие точки) формулам, при различных крутизнах начальных волн: a) $ka=0.08$ b) $ka=0.06$ c) $ka=0.04$ d) $ka=0.02$ e) $ka=0.008$ f) $ka=0.0012$

На рис.3.17 представлено сравнение размаха колебаний давлений для случаев с различной крутизной начальной волны. Из этого рисунка можно сделать вывод, что при решении обратной задачи (т.е. нахождения смещения водной поверхности по данным датчика придонного давления) линейная теория в условиях сильнонелинейного процесса, может сильно недооценивать не только уровень жидкости, но и высоту волнения.

При уменьшении нелинейности процесса линейная теория приближается к истинному придонному давлению и в конечном счете начинает немного переоценивать высоты волн. На рис.3.17f особенно хорошо видно, что отличие линейной теории от нелинейной составляет примерно такую же величину как и различия высот индивидуальных волн давления, в то время как величина отличий колебаний индивидуальных высот волн давления прямо говорит о степени нелинейности. Т.е. чем больше нелинейность, тем больше отличие в показаниях.

Для анализа относительного отклонения подходов размахов колебания давлений, основанных на формулах (3.58) и (3.59), введем коэффициент подобный (3.60).

$$\delta_H(i) = \frac{H_{nonlin}(i) - H_{lin}(i)}{H_{max}} \quad (3.61)$$

где i – номер индивидуального колебания или «волны давления», $H_{nonlin}(i)$ - размах колебаний придонного давления, рассчитанный по нелинейной формуле (3.58) для i -ой волны; $H_{lin}(i)$ - размах колебаний придонного давления, рассчитанный по формуле линейной теории (3.59) для той же волны; H_{max} - максимальное значение величины размахов колебаний, рассчитанные по нелинейной формуле.

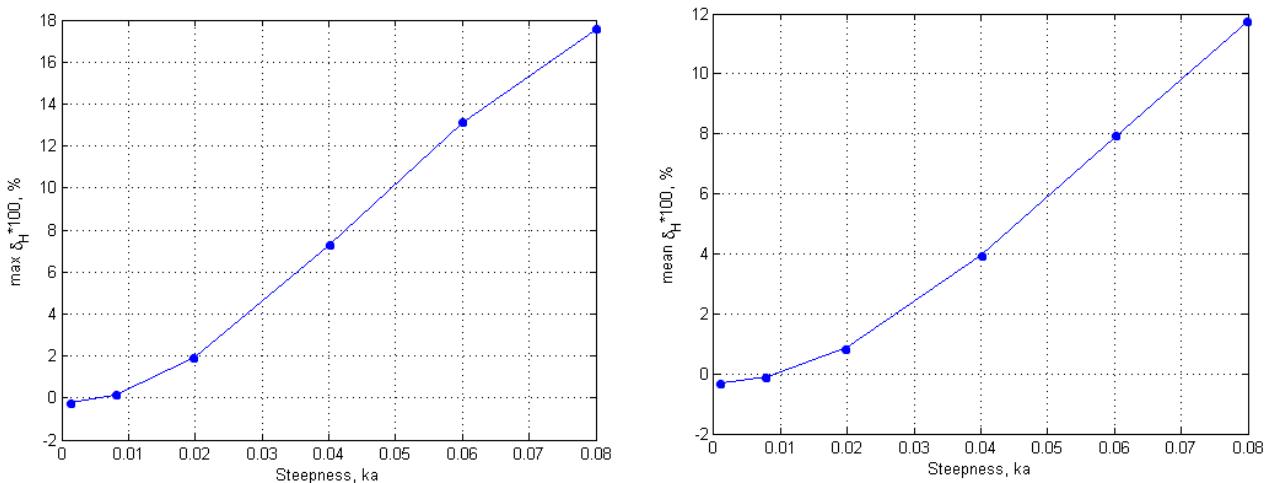


Рисунок 3.18: Зависимость а)максимума и б)среднего коэффициентов $\delta_H(i) * 100$ от крутизны начальной волны ka , рассчитанного по формулам линейной и нелинейной теории

На рис.3.18 представлена зависимость максимума и среднего коэффициентов $\delta_H(i)$ от крутизны начальной волны ka . Из рис.3.18b Можно сделать вывод что в среднем недооценка

колебания линейной теорией размахов колебания придонного давления колеблется от 12% до -0.2%. Отрицательное значение параметра говорит о переоценке линейной теорией истинного размаха колебаний давления на дне. При этом недооценка линейной теорией размахов колебаний давления во время сильнолинейных процессов может достигать 18%. Переоценка же относительно линейных процессов составляет не менее 0.02%.

Так же стоит отметить, что при решении задачи о нахождении смещения поверхности по данным датчика придонного давления, анализ сильнолинейных процессов необходимо проводить очень осторожно и учитывать, что линейная теория значительно занижает высоты поверхностных волн, развивающихся в сильнолинейных процессах, это занижение может достигать 18%.

3.5 Развитие и трансформация сильнолинейного волнения в бассейне конечной глубины

Для изучения развития сильнолинейных процессов на поверхности жидкости в бассейне конечной глубины, был использован вычислительный комплекс.... В качестве начальной волны задавалась волна Стокса (ссылка): (*описание начальной волны Стокса*)

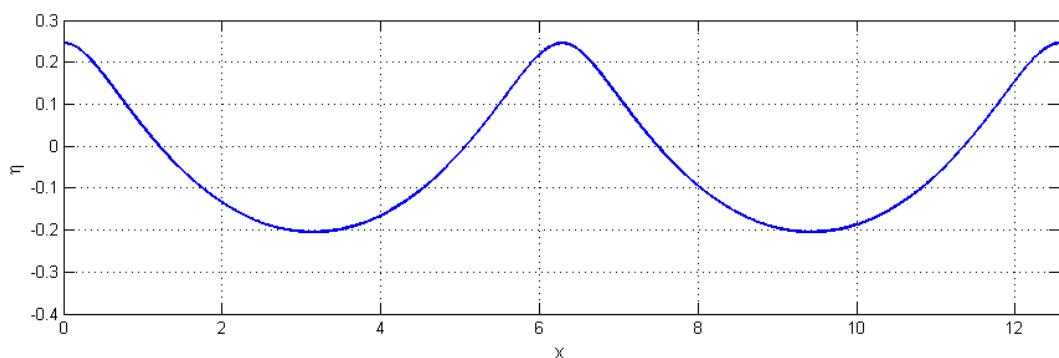


Рисунок 3.19: Профиль начальной стационарной волны

На рис. 3.19 представлен профиль волны Стокса, задаваемой в качестве начального смещения поверхности.

Для изучения процесса обрушения волнения производилось несколько запусков одной и той же начальной волны Стокса с различной глубиной бассейна, принимающей значения $h=0.5, 0.7, 1, 1.5, 2, 3$.

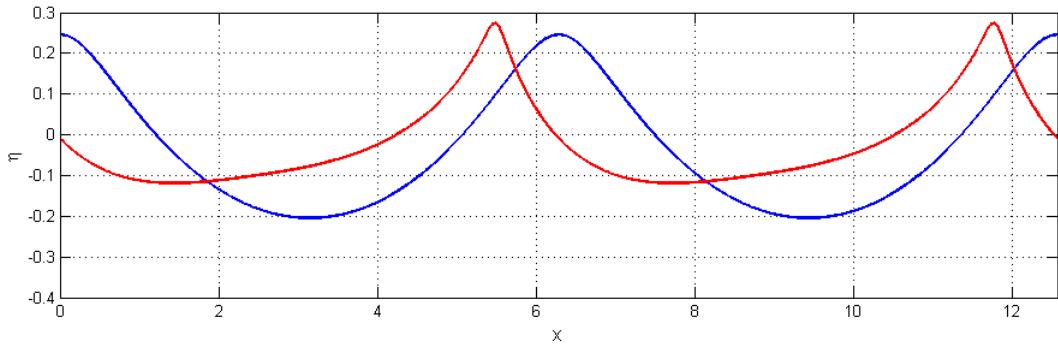


Рисунок 3.20: Профили волны в начальный момент времени(синяя линия) и в момент обрушения волны.

На рис. 3.20 сравниваются два профиля волны: в момент обрушения и в начальный момент времени. По графику видно как происходит укручение волны: волновой фронт становится практически перпендикулярным и волна становится сильно асимметричной.

Для того, чтобы подробного изучения этого процесса, построим изменение максимальной крутизны волны от времени для различных глубин. Максимальная крутизна при этом рассчитывается по формуле

$$C_{max}(t) = \max \left| \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \right| \quad (3.62)$$

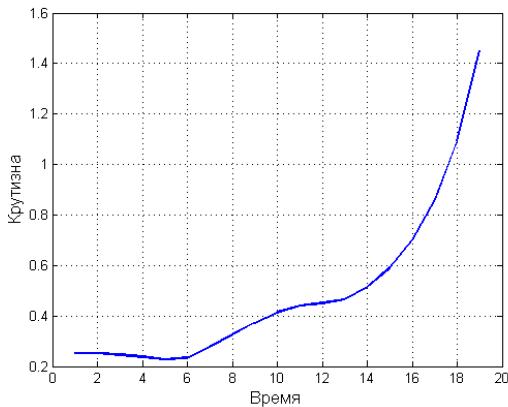


Рисунок 3.21: Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=0.5$

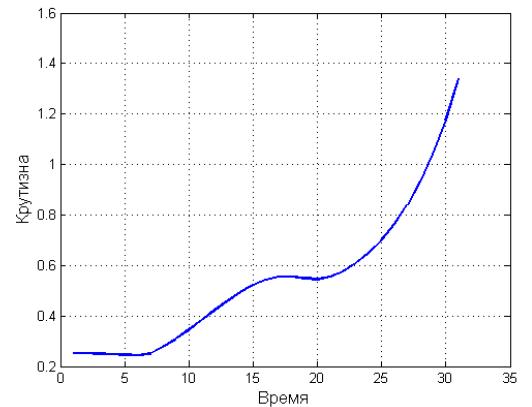


Рисунок 3.22: Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=0.7$

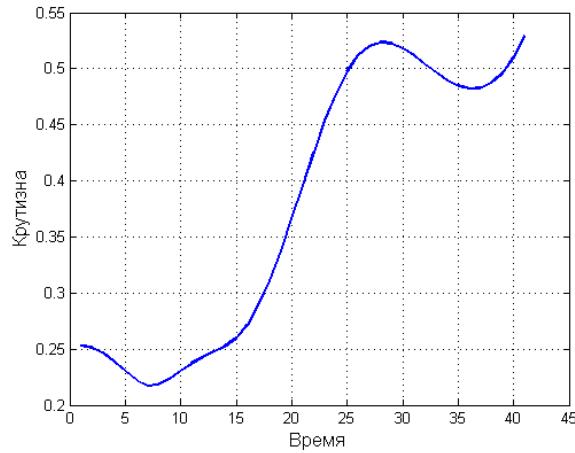


Рисунок 3.23: Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=1$

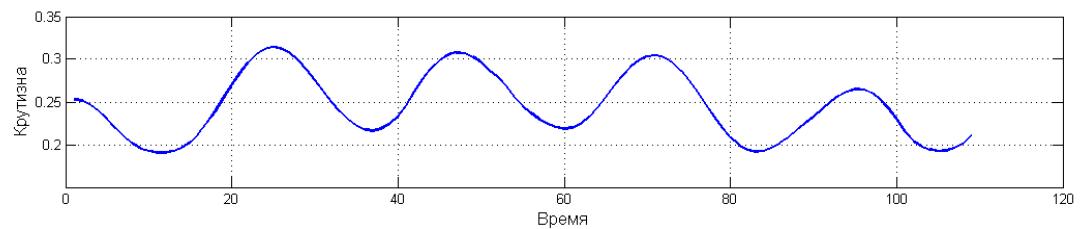


Рисунок 3.24: Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=1.5$

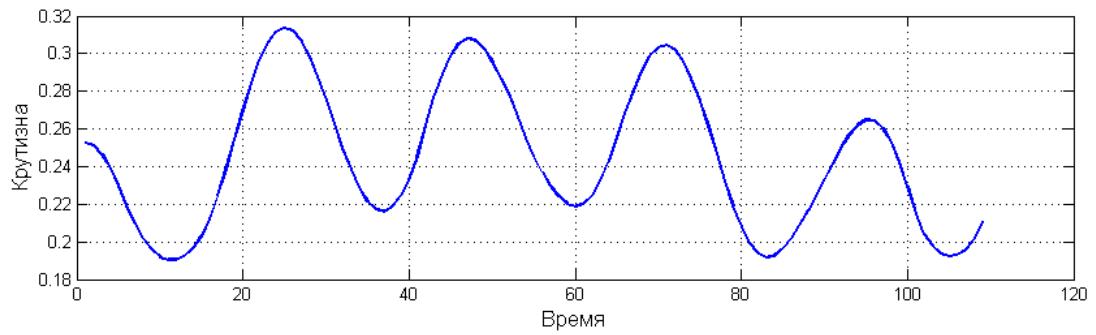


Рисунок 3.25: Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=2$

Как видно из рис.3.21-3.25, чем меньше глубина тем больше изменение крутизны со временем происходит по экспоненциальному закону. При больших глубинах график изменения крутизны приобретает синосуидальную форму. И в некоторых случаях даже уменьшается.

Так же стоит отметить разную максимальную крутизну при которой наступает обрушение волны на различных глубинах. Чтобы изучить подробнее этот факт построим график зависимости крутизны обрушения (или остановки счета) от глубины бассейна.

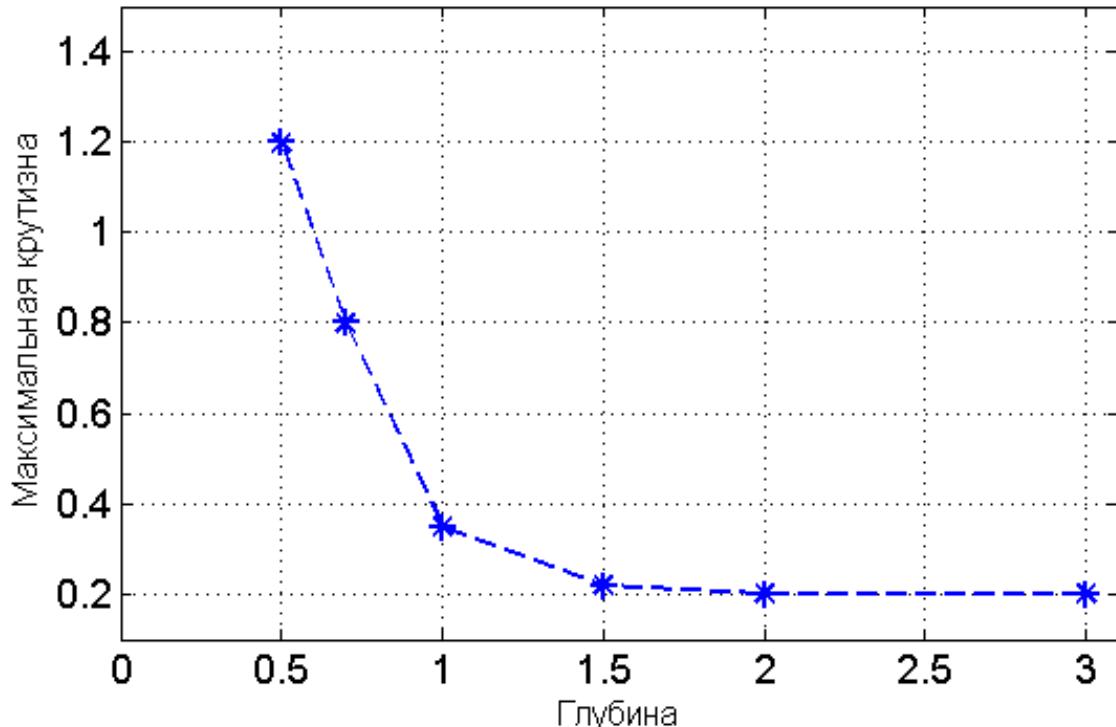


Рисунок 3.26: Зависимость крутизны обрушения волны Стокса от глубины

Стоит отметить, что расчеты вынужденно остановились из-за разрушения схемы, т.е. в случае когда произошло обрушение волны только в случаях когда глубина бассейна была 0.5, 0.7 и 1. В случаях когда $h=1.5, 2$ расчеты продолжались до заданного времени расчета.

По графику 3.26 видно, что крутизна волны в конце расчетов изменялась в пределах от 1.2 до 0.2 таким образом. При этом обрушивалась волна при крутизне от 1.2 до 0.35, при $C_{max} = 0.2$. Таким образом можно сказать, что волна Стокса на мелководье может начинать обрушиваться при крутизне $0.2 < C_{max} < 0.35$ (крутизна рассчитывалась по формуле (3.62)).

Также можно видеть, что график представленный на рис. 3.26 имеет экспоненциальную форму.

3.6 Моделирование характеристик аномально больших волн.

3.6.1 Энергетические и геометрические характеристики

В вычислительных экспериментах рассматривается цуг волн периодический по пространственной переменной. При этом профиль свободной поверхности задается функцией $y = y(x, t)$, являющейся 2π -периодической по переменной x .

В соответствии с (Шамин) без ограничения общности можно считать, что при всех фиксированных значениях переменной t функция является достаточно гладкой (существует не менее 2-х непрерывных производных по x) и имеет ровно N минимумов и N максимумов. Таким образом, мы имеем разбиение отрезка $[0, 2\pi]$ на N подинтервалов:

$$[0, 2\pi] = \bigcup_{i=1}^N [x_{i-1}, x_i],$$

где x_i - точки минимумов, для простоты предположили, что в точке $x_0 = 0$ функция $y(x)$ имеет минимум. Таким образом, мы рассматриваем отдельную волну как область профиля заключенную между двумя локальными минимумами в фиксированный момент времени. Отдельную i -ую волну в профиле в фиксированный момент времени t будем называть $W_i(t)$. Для сокращения записи будем пользоваться обозначениями N и W_i .

Для каждой индивидуальной волны W_i в профиле можно вычислить числовые характеристики. Рассмотрим следующие характеристики (Шамин, Юдин):

1. \tilde{H}_i - высота, которая рассчитывается как

$$\tilde{H}_i = \max_{x \in [x_{i-1}, x_i]} y(x) - \min_{x \in [x_{i-1}, x_i]} y(x),$$

2. \tilde{L}_i - длина волны, рассчитываемая как

$$\tilde{L}_i = x_i - x_{i-1}$$

3. \tilde{M}_i - максимальная крутизна. Рассчитывается по следующей формуле

$$\tilde{M}_i = \max_{x \in [x_{i-1}, x_i]} \left| \frac{\partial y(x, t)}{\partial x} \right|$$

4. \tilde{C}_i - максимальная кривизна, которая рассчитывается по следующей формуле:

$$\tilde{C}_i = \max_{x \in [x_{i-1}, x_i]} \frac{|y_{xx}(x, t)|}{(1 + y_x(x, t))^3/2}$$

5. \tilde{E}_i - полная энергия,

6. \tilde{T}_i - кинетическая энергия,

7. \tilde{U}_i - потенциальная энергия,

8. \tilde{I}_i - модуль импульса (состоящего из горизонтальной \tilde{I}_i^x и вертикальной \tilde{I}_i^y компонент).

Энергия и импульс рассчитываются согласно формулам гидродинамики идеальной жидкости.

Для сравнительного анализа характеристик в различные моменты времени удобно использовать нормировку для характеристик отдельных волн. Покажем ее на примере характеристики \tilde{C}_i - максимальной крутизны.

Отсортируем набор \tilde{C}_i по возрастанию так, чтобы

$$|\tilde{C}_1| < |\tilde{C}_2| < \dots < |\tilde{C}_N|$$

И обозначим его через \hat{C}_i . Далее построим нормированный набор величин

$$C_i = \frac{N|\hat{C}_i|}{\sum_{j=1}^N \hat{C}_j}$$

Аналогично нормировка делается и для всех остальных 9-ти характеристик. Подобная нормировка позволяет проводить относительное сравнение набора характеристик в различные моменты времени, с учетом того что количество волн в оцениваемых профилях может быть различно.

Далее будут сравниваться графики описанных выше характеристик, рассчитанные в момент появления волны-убийцы и в начальный момент времени. В соответствии с (Шамин,

Юдин) введем понятие концентрации характеристики в волне, как относительное превышение среднего значения характеристики в определенный момент времени.

Далее рассмотрим распределение концентрации характеристик на примере записей волнубийц полученных в результате численных экспериментов.

3.6.2 Пример распределения концентрации характеристик в момент образования волны-убийцы.

Рассмотрим характерный пример формирования волны-убийцы. В данном эксперименте начальное поле волнения состояло из цуга 25 волн, бегущих в одну сторону. Квадрат средней крутизны принимал следующее значение $\mu^2 = 2.06 * 10^{-3}$, дисперсия $D = 5$. Длительность эксперимента составляла примерно 1000 периодов. Примерно через 913 периодов возникла волна-убийца.

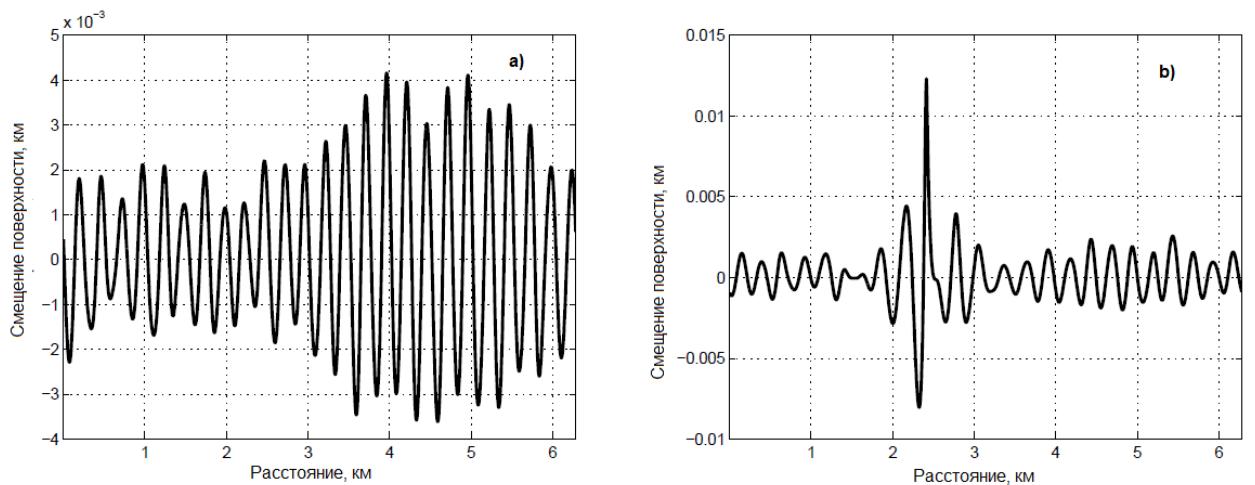


Рисунок 3.27: Профиль поверхности жидкости в а) начальный момент времени б) в момент появления волны убийцы.

На рис. 3.27а приведен профиль начальной волны, через 913 секунд развития волнения возникла характерная аномально-большая волна, профиль которой показан на рис. 3.27б.

Возникшая волна-убийца обладает высотой превышающей значительную высоту волн в 3.14 раза.

$$\nu = \frac{H_{max}}{H_S} = 3.14$$

Волна с таким отношением является крайне редко встречаемой и безусловно представляет из себя большую опасность ее можно назвать «сильной» волной-убийцей. Известно, что процесс возникновения волн-убийц сопровождается концентрации большого количества энергии

в этой волне. С помощью вычислительных экспериментов можно провести количественную оценку концентрации описанных выше характеристик.

Как видно из рис. 3.28 на всех рассматриваемых характеристиках отмечается процесс концентрации ее в одной волне-убийце. Абсолютные значения концентрации характеристик (E , H , L , I , M , C) на этих графиках показывают во сколько раз энергия, высота, кривизна и т.д. i -ой волны превосходит среднее значение параметра волн в данный момент времени.

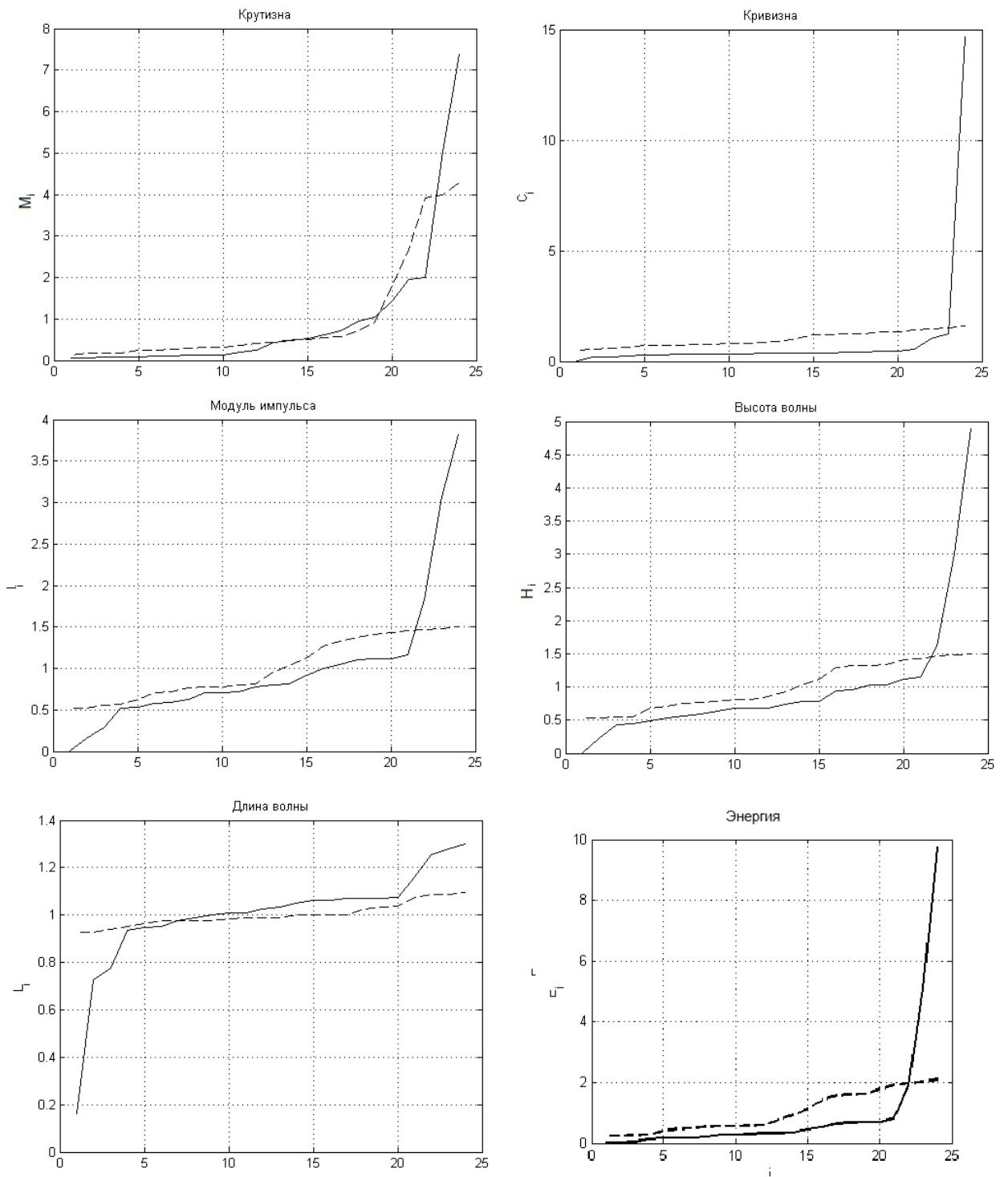


Рисунок 3.28: Концентрация основных характеристик для начального момента времени (пунктирная линия) и в момент появления волны-убийцы (сплошная линия)

Стоит отметить, что длины волн распределяются существенно более равномерно, чем другие параметры (Шамин). Внести отклонения в это распределение может только такая сильная волна как рассматриваемая в этом примере.

Так же можно отметить, что некоторые параметры сильнее других реагируют на появление волны-убийцы, например такие как кривизна или полная энергия. А график концентрации других параметров в момент появления волны-убийцы практически не отличается от концентрации параметра в начальный момент, например, такой как крутизна.

Поэтому для выделения параметра, который лучше всего будет реагировать своим изменением на появление волны-убийцы, введем понятие степени чувствительности параметра. Данный параметр, будет описывать, насколько чувствительна оцениваемая характеристика к наличию волны-убийцы.

$$s = \frac{\max(X_{freak}) - \min(X_{freak})}{\max(X_0) - \min(X_0)} \quad (3.63)$$

Анализ введенного параметра s позволит провести сравнительную оценку разных характеристик с различными абсолютными значениями и выделить среди них те, которые будут сильнее всего меняться при появлении волны-убийцы.

Рассмотрим пул экспериментов с различными начальными условиями. Начальное поле волнения состояло из цуга 25 волн, бегущих в одну сторону. Квадрат средней крутизны принимал значение μ^2 от $2.06 * 10^{-3}$ до $5.02 * 10^{-3}$, дисперсия D от 1 до 25. На основе пула вычислительных экспериментов состоящих из 23 событий волн-убийц, где параметр варьировался от 2.11 до 3.14, рассчитаем диаграммы средних степеней чувствительности параметров и средние значения максимумов концентрации энергии, крутизны, кривизны, высоты и других параметров. Диаграмма на рисунке 5 позволяет качественно оценить какая из перечисленных геометрических и динамических характеристик наиболее сильно меняется при появлении волны-убийцы.

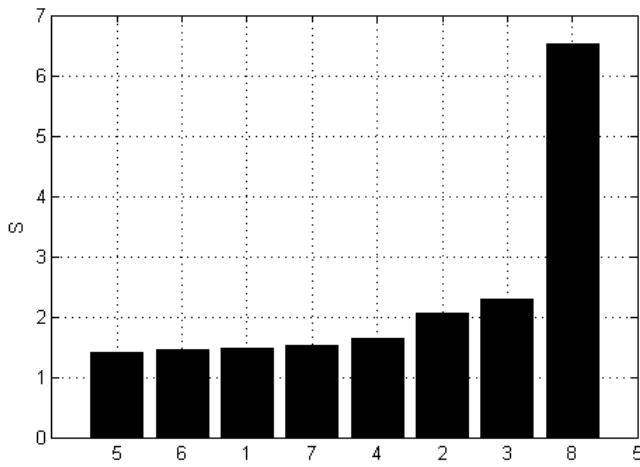


Рисунок 3.29: Диаграмма средней степени чувствительности параметров s на появление аномально-большой волны. (1) – Длина волны, (2) – Высота волны, (3) – Полная энергия, (4) – Модуль импульса, (5) – Горизонтальный импульс, (6) – Вертикальный импульс, (7) – Крутизна, (8) – Кривизна.

По рис. 3.29 видно, что наиболее чувствительной характеристикой является кривизна. В среднем, она по своей чувствительности более чем в три раза превосходит другие параметры, такие как полную энергию и высоты волн. Меньше всего при появлении волны-убийцы меняются импульс (вертикальная и горизонтальная составляющие) и длина волны.

3.7 Заключение

В данной главе обсуждается важная проблема восстановления параметров ветровых волн по данным регистраторов давления, установленных на дне. В условиях достаточного мелкого моря процедура восстановления найдена с помощью слабодисперсионного обобщения нелинейной теории мелкой воды. В рамках негидростатической модели Железняка – Пелиновского, в которой учитывается произвольная нелинейность и слабая дисперсия, удается получить явное выражение для колебаний морской поверхности с использованием точечного измерения придонного давления. При этом используется одностороннее приближение для ветровых волн с узким угловым спектром. Конкретные расчеты выполнены для условий Охотского моря, где на глубинах 5-20 м часто встречаются ветровые волны с периодами 4-7 секунд и амплитудами 10 - 40 см. Показано, что негидростатические поправки для почти монохроматических волн достаточно малы, что подтверждается также результатами лабораторного эксперимента, описанных в [53]. В то же время негидростатические поправки оказывают-

ся существенными для импульсных сигналов, и могут достигать 50%. Полученные формулы могут использоваться для анализа ветровых волн в мелководных районах морей и океанов.

Представлена формула затухания давления в рамках конформного представления уравнения Эйлера.

Произведены численные расчеты для сравнения линейной теории и полнонелинейной.

Возможно сравнение со слабодисперсионной полнонелинейной теорией.

В текущей главе на основе вычислительных экспериментов проведен количественный анализ процессов концентрации геометрических характеристик волн (длина, высота, крутизна, кривизна) и динамических (энергии и импульса) в момент образования аномально больших поверхностных волн, т.н. волн-убийц. Показано что наиболее чувствительными к аномально большой волне параметрами являются кривизна волны, энергия и высота. Т.е. при появлении волны-убийцы наиболее сильно меняются именно эти параметры.

Приведено соответствие этих результатов с данными натурного наблюдения аномально больших волн на шельфе о.Сахалин.

Этот результат может быть использован при оценке риска опасного воздействия волн-убийц на суда и морские сооружения, поскольку показывает, что энергетические характеристики таких волн могут быть значительно выше, чем использующиеся значения в нормативных расчетах.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. На основе анализа ...
2. Численные исследования показали, что ...
3. Математическое моделирование показало ...
4. Для выполнения поставленных задач был создан ...

И какая-нибудь заключающая фраза.

Список рисунков

1.1	Конструкция автономного регистратора придонного давления APB-K	21
1.2	Структурная схема регистратора датчика придонного давления и температуры APB-K	22
1.3	Схема постановки автономного регистратора волнения с использованием поверхностной буйковой станции. 1 – поверхностный буй, 2 – буйреп, 3 – цепь, 4 – якорь, 5 – APB, 6 – рама.	25
1.4	Внешний вид закрепленного на якоре буйковой станции прибора APB-K12 с привязанным буйрепом.	26
1.5	Схема постановки автономного регистратора волнения с ис-пользованием притопленной буйковой станции с двумя якорями. 1 – притопленный буй; 2 – буйреп; 3,5 – якоря; 4 – плавучий полипропиленовый канат (донная перемычка); 6 – цепь; 7 – APB; 8 – рама.	27
1.6	Принципиальная схема программно-аппаратного комплекса регистрации волнения в режиме реального времени	29
1.7	Схема блока регистрации, предварительной обработки и передачи данных	30
1.8	Послойное представление архитектуры системы	40
1.9	Послойное представление архитектуры системы	43
2.1	Места проведения натурных наблюдений в южной части о. Сахалин	47
2.2	Схема постановки приборов в районе п. Взморье (470 50' с.ш., 1420 31' в.д.), . .	48
2.3	схема постановки в районе м.Острый (470 14' с.ш., 1430 1' в.д.)	48
2.4	Схема постановки в районе оз. Изменчивое (460 9' с.ш., 1430 13' в.д.)	49
2.5	Затухание волн различного периода на различных глубинах	50
2.6	Пример передаточной функции для глубины 16 метров и усредненные спектры рассчитанного уровня моря по формуле (1) и в гидростатическом приближении	51
2.7	Отличие в форме рассчитанных колебаний уровня моря при использовании гидростатической формулы (жирная линия) и с помощью частотной коррекции (тонкая линия). Глубина постановки датчика 16 метров в районе м. Острый . .	52

2.8 Высоты волн, рассчитанные с учетом негидростатической поправки (черная линия) и без ее учета (серая линия) на озере Изменчивое в 2007 году.	52
2.9 Оценка крутизны волн при использовании гидростатической формулы (серая линия) и с учетом негидростатической поправки (черная линия) по данным полученным вблизи м. Острый в 2006 году.	53
2.10 Установка струнного датчика волнения (1) и гидростатического давления (2)	55
2.11 Временной ход колебаний уровня моря, записанный синхронно датчиком гидростатического давления и струнным (емкостным) датчиком	56
2.12 Энергетические спектры колебаний уровня моря. 1 – струнный датчик, 2 – датчик гидростатического давления	57
2.13 График уровня моря, рассчитанные с учетом гидростатической поправки по данным натурных наблюдений в районе м. Свободный 2011-2012 гг.	58
2.14 Значительные высоты волн, рассчитанные с учетом гидростатической поправки по инструментальным наблюдениям в районе м. Свободный 2011-2012 гг.	59
2.15 Текущий спектр, рассчитанный для участка записи с 23.10.2011 по 25.12.2011, по данным, полученным вблизи м. Свободный	59
2.16 Текущий спектр, рассчитанный для участка записи с 01.01.2012 по 10.04.2012, по данным, полученным вблизи м. Свободный	60
2.17 Временная изменчивость коэффициента эксцесса в период с 21 октября по 27 декабря 2012 в районе м.Свободный.	61
2.18 Временная изменчивость коэффициента асимметрии в период с 21 октября по 27 декабря 2012 в районе м.Свободный.	61
2.19 Измеренные значения придонного гидростатического давления на датчиках 24 (а) и 26 (б), пересчитанные в см водного столба	62
2.20 Спектрально-временная диаграмма волнения на станциях 24 в августе 2007 года, расчет спектров выполнен по последовательным отрезкам продолжительностью 15 мин. Внизу приведены графики вариаций значимой высоты волны, рассчитанной за эти же промежутки времени.	64
2.21 Спектрально-временная диаграмма волнения на станциях 26 в августе 2007 года, расчет спектров выполнен по последовательным отрезкам продолжительностью 15 мин. Внизу приведены графики вариаций значимой высоты волны, рассчитанной за эти же промежутки времени.	65
2.22 Оценка амплитудного спектра волнения, вычисленного по данным датчика придонного давления, находящегося подо льдом.	67

2.23 Оценка амплитудного спектра волнения, вычисленного по данным датчика при- донного давления	67
2.24 Спектrogramма, рассчитанная по записи, полученной в районе м. Острый за период 18.02.2007 – 23.03.2007	68
2.25 Пример огибающей волнения, рассчитанной по записи, в районе м. Острый в марте 2007 года	70
2.26 График зависимости количества волн в группе от времени, по записи	71
2.27 График изменчивости высот волн и значительный высоты волны, по данным полученным 27.07.2006 в районе м.Острый.	73
2.28 График высот значительных высот волн(серая линия), рассчитанных с использо- ванием негидростатической поправки, по данным полученным вблизи м. Ост- рый и скорость ветра (черная линия), по архивным данным полученным в бли- жайшем населенном пункте (Долинск)	74
2.29 Плотность распределения вероятности значимых высот волн по записям, полу- ченным в районе о. Изменчивое, содержащим около 1 млн. волн	75
2.30 Функция распределения высот волн $F(h/H_S)$ по записи, полученной в районе оз. Изменчивое, содержащей 1.1 млн. волн	76
2.31 Функция распределения высот волн $F(h/H_S)$ по записи, полученной в районе оз. Взморье, содержащей 1 млн. волн	77
2.32 Плотность распределения вероятностей периодов волн для записей, полу- ченных вблизи оз. Изменчивое 2007 г.	79
2.33 Плотность распределения периодов волн при различных режимах волнения по датчику №17, расположенному в районе оз.Изменчивое.	80
2.34 Схема расположения регистраторов волнения и уровня у западного побережья о.Сахалин. Кружками показано положение автономных цифровых метеостан- ций, а треугольниками метеостанций.	84
2.35 Расположение регистраторов волнения в порту Шахтерска(слева) и ковше Гор- нозаводска(справа)	85
2.36 Изменение характеристик волнения в июне 2008 г. (п. Шахтерск).	86
2.37 Изменение характеристик волнения в июне 2008 г. (п. Горнозаводск).	87
2.38 Текущий спектр, рассчитанный по записи волнения, сделанной в г. Углегорск. .	88
2.39 Местоположение измерителя волнения в заливе Анива.	90

2.40	Волнограмма с записью волны-убийцы высотой 2.2 метра и превышением значительной высоты волн в 2.42 раза зарегистрирована 19 июля 2009 года в района м.Анива.	90
2.41	Волнограмма волны-убийцы высотой 80 см и превышением значительной высоты волн в 2.54 раза, зарегистрирована 24 июля 2009 года в районе м.Анива. .	91
2.42	Профиль поверхности моря, рассчитанный а) по волнограмме, содержащей волну-убийцу б) по волнограмме в соседние моменты времени.	92
2.43	Концентрация геометрических характеристик для волнограммы, содержащей волну-убийцу (сплошная линия) и волнограммы, полученной в соседние моменты времени (пунктирная линия).	93
3.1	Смещение водной поверхности, рассчитанное по малоамплитудному приближению (пунктирная линия) и гидростатическому приближению (тонкая линия) для волны с амплитудой $A=1$ м и периодом 4 секунд и глубиной бассейна 20 метров.	101
3.2	Отношение $\frac{\eta(t)}{\xi(t)}$ в зависимости от периода волн, наиболее часто наблюдавшихся на шельфе Охотского моря и глубины.	101
3.3	Смещение водной поверхности, рассчитанное по малоамплитудному приближению (пунктирная линия) и гидростатическому приближению (тонкая линия) для импульса с амплитудой $A=1$ м, характерной длительностью импульса 6 секунд; глубина бассейна - 15 метров.	102
3.4	Отношение $\frac{\eta(t)}{\xi(t)}$ для гауссового импульса в зависимости от характерной длительности импульса и глубины.	103
3.5	Сопоставление параметров солитона в рамках системы Буссинеска и уравнения Кортевега-де Вриза (Q – сплошная красная линия и V – штриховая синяя линия)	106
3.6	Вертикальное распределение давления с глубиной (гидростатическая поправка – штриховая черная линия, и негидростатическая – сплошная синяя линия). $h = 10$ м, $\eta = 1$ м	107
3.7	Пространственное распределение донного давления, вызванное прохождением единичной волны различной амплитуды A/h (цифры на рисунке)	108
3.8	Профиль поверхности в начальный момент времени, линией отмечено положение виртуального волнографа	112
3.9	Волнограмма колебания поверхности в точке для начальной волны, линией отмечено положение виртуального волнографа	113

3.10 График пульсаций придонного давления, рассчитанного по нелинейной теории (сплошная линия) и по линейной теории (пунктирная линия) для начальной волны с крутизной $k=0.0012$ и амплитудой $A=3\text{ см}$	114
3.11 Модуль относительного отклонения придонного давления рассчитанного по линейной и нелинейной формулам для начальной волны с крутизной $k=0.0012$ и амплитудой $A=3\text{ см}$	115
3.12 Волнограмма колебания поверхности в точке для начальной волны с амплитудой $A=1.9 \text{ м}$ и крутизной $k=0.08$	116
3.13 График колебаний придонного давления, рассчитанного по нелинейной теории (сплошная линия) и по линейной теории (пунктирная линия) для начальной волны с амплитудой $A=1.9 \text{ м}$ и крутизной $k=0.08$	117
3.14 Относительное отклонение $\delta(t)$ придонного давления рассчитанного по линейной и нелинейной формулам для начальной волны с амплитудой $A=1.9\text{м}$ и крутизной $k=0.08$	118
3.15 Зависимость а) максимума и б) среднего коэффициентов $\delta(t) * 100$ от крутизны начальной волны ka , рассчитанного по линейной и нелинейной формулам	119
3.16 Схематичное представление размаха колебаний давления.	120
3.17 Сравнение размахов колебания придонных давлений, полученных по линейной (красные точки) и нелинейной(синие точки) формулам, при различных крутизнах начальных волн: а) $ka=0.08$ б) $ka=0.06$ в) $ka=0.04$ г) $ka=0.02$ д) $ka=0.008$ е) $ka=0.0012$	121
3.18 Зависимость а) максимума и б) среднего коэффициентов $\delta_H(i) * 100$ от крутизны начальной волны ka , рассчитанного по формулам линейной и нелинейной теории	122
3.19 Профиль начальной стационарной волны	123
3.20 Профили волны в начальный момент времени(синяя линия) и в момент обрушения волны.	124
3.21 Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=0.5$	124
3.22 Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=0.7$	124
3.23 Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=1$	125
3.24 Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=1.5$	125

3.25 Зависимость максимальной крутизны волны Стокса C_{max} от времени, для глубины $h=2$	126
3.26 Зависимость крутизны обрушения волны Стокса от глубины	126
3.27 Профиль поверхности жидкости в а) начальный момент времени б) в момент появления волны убийцы.	129
3.28 Концентрация основных характеристик для начального момента времени (пунктирная линия) и в момент появления волны-убийцы (сплошная линия) . .	131
3.29 Диаграмма средней степени чувствительности параметров s на появление аномально-большой волны. (1) – Длина волны, (2) – Высота волны, (3) – Полная энергия, (4) – Модуль импульса, (5) – Горизонтальный импульс, (6) – Вертикальный импульс, (7) – Крутизна, (8) – Кривизна.	133

Список таблиц

1.1 Основные электрические характеристики и условия эксплуатации автономных регистраторов придонного гидростатического давления и температуры	22
2.1 Статистические характеристики рассчитанные по записям полученным в районе оз. Изменчивое и м.Острый	81

Литература

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. Москва: Дрофа, 2003.
2. Сретенский Л.Н. Теория волновых движений жидкости. Москва: Наука, 1977. с. 816.
3. Юдович В.И. Нестационарные течения идеальной несжимаемой жидкости // Журнал выч. мат. и мат. физ. 1963. Т. 3.
4. Kato T. On classical solutions of the two-dimensional non-stationary Euler equation // ARMA. 1967. Т. 25.
5. Гюнтер Н.М. Об основной задаче гидродинамики // Известия Физико-математического института им. В. А. Стеклова. 1927. Т. 2.
6. Lichtenstein L. Grundlagen der Hydromechanik. Berlin, 1929.
7. Huang Min-Chih, Tsa Cheng-Han. Pressure transfer function in time and time-frequency domains // Ocean Engineering. 2008. Т. 35.
8. Красицкий В.П. Определение спектра ветровых волн в прибрежной зоне // Океанология. 1974. Т. 14, № 2. С. 230–235.
9. Заславский М.М., Красицкий В.П. О пересчете данных волнографа с датчиком давления на спектр поверхностных волн // Океанология. 2001. Т. 41, № 2. с. 195–200.
10. Hunt J. Direct solution of wave dispersion equation // Journal of the Waterway Port Coastal and Ocean Division. 1976. Vol. 105, no. 4. P. 457–459.
11. Huang M.-C., Tsai C.-H. Pressure transfer function in time and time-frequency domains // Ocean Engineering. 2008. Vol. 35. p. 1203–1210.
12. Green A., Naghdi P. A derivation of equations for wave propagation in water of variable depth // J. Fluid Mech. 1976. Vol. 78. P. 237–246.

13. Железняк М.И. Воздействие длинных волн на сплошные вертикальные преграды // Накат цунами на берег. Горький: ИПФ АН СССР, 1985. С. 122–139.
14. Федотова З.И., Хакимзянов Г.С. Нелинейно-дисперсионные уравнения мелкой воды на нестационарном дне // Вычислительные технологии. 2008. Т. 13. С. 114–126.
15. Федотова З.И., Хакимзянов Г.С. Анализ условий вывода нелинейно – дисперсионных уравнений // Вычислительные технологии. 2012. Т. 17. С. 94–109.
16. Железняк М.И., Пелиновский Е.Н. Физико математические модели наката цунами на берег // Накат цунами на берег. Горький: ИПФ АН СССР, 1985. С. 8–34.
17. Ковалев П.Д. Технические средства для измерения длинных волн в океане. Владивосток: Издательство ДВО РАН, 1993.
18. Фомин Л.Ф., Кушнир В.М., Титов В.Б. Измерение океанских течений. Москва: Наука, 1989. с. 197.
19. Берто Г.О. Океанографические буи. Ленинград: Судостроение, 1979. с. 216.
20. Зайцев А.И., Костенко И.С., Кузнецов К.И. [и др.]. ОРГАНИЗАЦИЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ОХОТСКОМ МОРЕ. // Труды НГТУ. 2013.
21. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. Москва: Высшая школа, 2003.
22. Леман Э. Проверка статистических гипотез. Москва: Наука, 1979.
23. Ходасевич Г.Б. Обработка экспериментальных данных на ЭВМ. Санкт-Петербург: СПбГУТ, 2003.
24. Зайцев А.И., Малашенко А.Е., Пелиновский Е.Н. Аномально большие волны вблизи южного побережья о. Сахалин. // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2011. Т. 4, № 4. С. 35–42.
25. Атлас волнения и ветра Тихого океана. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1968. с. 128.
26. Cnes CLS. Aviso. Wind/Wave products. 2013. URL: <http://www.aviso.oceanobs.com/en/data/products/wind-waves-products/index.html>.

27. Fessel D., Marko J., Melling H. Wave measurements using upward looking in marginal and polar sea ice regimes // ASL Environmental sciences. 2002. Vol. 11. P. 2913–2924.
28. Справочные данные по режиму ветра и волнения Баренцева, Охотского и Каспийского морей. / под ред. Л.И. Лопатухин, А. В. Бухановский, А.Б. Дегтярев [и др.]. Санкт-Петербург: Российский Морской Регистр Судоходства, 2003. с. 128.
29. Левин Б.В., Чернов А.Г., Шевченко Г.В. [и др.]. Первые результаты регистрации длинных волн в диапазоне периодов цунами в районе Курильской гряды на разнесенной сети станций // Доклады Академии Наук. 2009. Т. 427, № 2. С. 239–244.
30. Tucker M.J., Pitt E.G. Waves in Ocean Engineering. Amsterdam: Elsevier, 2001. Т. 5 из *Elsevier Ocean Engineering Book Series*. с. 521.
31. Holthuijsen L. Waves in oceanic and coastal waters. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
32. Котельников В.А. Теория потенциальной помехоустойчивости. Москва: Госэнергоиздат, 1956. с. 276.
33. Ковалев П.Д., Ковалев Д.П. Техника исследования опасных морских явлений в прибрежной зоне океана. Владивосток: Дальнаука, 2011. с. 152.
34. Кабатченко И.М., Косьян Р.Д., Красницкий В.П. [и др.]. Опыт эксплуатации волнографомарсографа ВМ-04 // Океанология. 2007. Т. 47, № 1. С. 150–155.
35. Абросимов С.А. Инструментальные наблюдения за полем волнения в центральной части Каспийского моря с притопленных буйковых станций: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Москва: ИОРАН, 2008. с. 16.
36. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование. Нижний Новгород: ННГУ, 2004. с. 157.
37. Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean. Springer, 2009. p. 216.
38. Соомере Т., Куркина О.Е. Статистика экстремального волнения в юго-западной части Балтийского моря // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2011. Т. 4, № 4. С. 43–57.
39. Лопатухин Л.И. Анализ распределений элементов волн // Труды ВНИИГМИ – МЦД. 1974. С. 116–142.

40. Forristall G.Z. On the statistical distribution of wave heights in a storm // J.Geophys. Res. 1978. № C5. С. 2353–2358.
41. Глуховский В.Г. Исследование морского ветрового волнения. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1966. с. 284.
42. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1978. с. 287.
43. Гургенидзе А.Т., Трапезников Ю.А., Румянцева С.А. [и др.]. Теоретические основы и методы расчета ветрового волнения / под ред. И. Н. Давидан. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1988. с. 262.
44. Mungov G., Eblé M., Bouchard R. DART® tsunameter retrospective and real-time data: A reflection on 10 years of processing in support of tsunami research and operations // Pure Appl. Geophys. 2012.
45. Kuo Y.-Y., Chiu J.-F. Transfer function between the wave height and wave pressure for progressive waves // Coastal Engineering. 1994. Vol. 23. P. 81–93.
46. Tsai C.-H., Huang M.-C., Young F.-J. et al. On the recovery of surface wave by pressure transfer function // Ocean Engineering. 2005. Vol. 32. p. 1247–1259.
47. Baqueizo A., Losada M. A. Transfer function between wave height and wave pressure for progressive waves // Coastal Engineering. 1995. Vol. 24. p. 351–353.
48. Bishop C., Donelan M. Measuring waves with pressure transducers // Coast. Engng. 1987. Vol. 11. p. 309–328.
49. Esher J., Schlurmann T. On the recovery of the free surface from the pressure within periodic travelling water waves // J. Nonlinear Math. Phys. 2008. Vol. 15. p. 50–57.
50. Constantin A., Strauss W. Pressure beneath a Stokes wave // Commun. Pure Appl. Maths. 2010. Vol. 63. p. 533–557.
51. Constantin A., Esher J., Hsu H.-C. Pressure beneath a solitary water wave: mathematical theory and experiments // Arch. Rat. Mech. Anal. 2011. Vol. 201. p. 251–269.
52. Constantin A. On the recovery of solitary wave profiles from pressure measurements // J Fluid Mech. 2012. Т. 669, pages = 376-384, language = english.

53. Oliveras K. L., Vasan V., Deconick B. et al. Recovering surface elevation from pressure data // SIAM J. Appl. Maths. 2012. Vol. 72, no. 3. p. 897–918.
54. Deconink B., Olivears K., Vasan V. Relating the bottom pressure and surface elevation in the water wave problem // J. Nonl. Math. Physics. 2012. Vol. 19. p. 1240014 (11 pages).
55. Дьяченко, Захаров, Кузнецов. Название статьи // Журнал. 1996. Т. 1. С. 100–101.
56. Kuznetsov K.I., Kurkin A.A., Pelinovsky E.N. [и др.]. Statistical characteristics of wind waves obtained in the south-eastern coast of Sakhalin Island // Geophysical Research Abstracts / EGU General Assembly 2013. 2013. april. C. EGU2013–2845–3.
57. Peregrinde H. Long waves on a beach // J. Fluid Mech. 1967. T. 27. C. 815–827.
58. Пелиновский Е.Н. Нелинейно-дисперсионная теория волн цунами: взгляд после катастрофического цунами в Индийском океане // Нелинейные волны-2006. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2007. С. 393–407.
59. Hammack J., Segur H. The Korteweg– de Vries equation and water waves. part 2: Comparison with experiments // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 65. p. 289–314.
60. Pelinovsky E., Choi B., Talipova T. et al. Solitary wave transformation on the underwater step: theory and numerical experiments // Applied Math Computations. 2010. Vol. 217, no. 4. p. 1704–1718.

Приложение А

Название первого приложения

Некоторый текст.

Приложение В

название второго приложения

B.1 Подраздел приложения